

FACULTÉ DE MÉDECINE DE PARIS

ANNEE 1929

THÈSE

N° 75

POUR

LE DOCTORAT EN MÉDECINE

(DIPLOME D'ÉTAT)

PAR

ALBERT CORBIER

Ancien Interne des Asiles

Assistant pr. de Radiologie à l'Hôpital St-Antoine
(Clinique Chirurgicale)

Né à Arras (P.-de-C.), le 25 Octobre 1896

L'évaluation pratique
de la qualité du rayonnement
de Röntgen en Radiothérapie

Travail du Laboratoire Central de Radiologie de l'Hôpital Saint-Antoine

Président : M. A. STROHL, *Professeur*

PARIS

AMÉDÉE LEGRAND, ÉDITEUR

93, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1929



THESE
POUR
LE DOCTORAT EN MÉDECINE

ANNÉE 1929

THÈSE

N° _____

POUR

LE DOCTORAT EN MÉDECINE

(DIPLOME D'ÉTAT)

PAR

ALBERT CORBIER

Ancien Interne des Asiles

Assistant pr. de Radiologie à l'Hôpital St-Antoine
(Clinique Chirurgicale)

Né à Arras (P.-de-C.), le 25 Octobre 1896

L'évaluation pratique de la qualité du rayonnement de Röntgen en Radiothérapie

Travail du Laboratoire Central de Radiologie de l'Hôpital Saint-Antoine

Président : M. A. STROHL, Professeur

PARIS

AMÉDÉE LEGRAND, ÉDITEUR

93, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1929

I. — PROFESSEURS

MM.

Anatomie.	ROUVIERE.
Anatomie médico-chirurgicale et chirurgie expérimentale	CUNÉO.
Physiologie.	ROGER.
Physique médicale.	STROHL.
Chimie médicale.	DESGREZ.
Bactériologie.	LEMIERRE.
Parasitologie et histoire naturelle médicale.	BRUMPT.
Pathologie et thérapeutique générales.	Marcel LABBÉ.
Pathologie médicale.	SICARD.
Pathologie chirurgicale.	LECÈNE.
Anatomie pathologique.	ROUSSY.
Histologie.	CHAMPY.
Pharmacologie et matière médicale.	TIFFENEAU.
Hydrologie, thérapeutique et climatologie.	M. VILLARET.
Thérapeutique.	LCÉPER.
Hygiène.	TANON.
Médecine égale.	BALTHAZARD.
Histoire de la médecine et de la chirurgie.	MÉNÉTRIER.
Pathologie expérimentale et comparée.	RATHERY.
	CARNOT.
Clinique médicale.	BEZANÇON.
	ACHARD.
	WIDAL.
Hygiène et clinique de la première enfance.	LAREBOULLET.
Clinique des maladies des enfants.	NCBÉCOURT.
Clinique des maladies mentales et des maladies de l'encéphale.	H. CLAUDE.
Clinique des maladies cutanées et syphilitiques.	GOUGEROT.
Clinique des maladies du système nerveux.	GUILLAIN.
Clinique des maladies infectieuses.	TEISSIER.
Clinique de la tuberculose.	Léon BERNARD.
	DELBET.
Clinique chirurgicale.	HARTMANN.
	LEJARS.
	GOSSET.
Clinique ophtalmologique.	TERRIEN.
Clinique urologique.	LEGUEU.
	COUVELAIRE.
Clinique d'accouchements.	BRINDEAU.
	JEANNIN.
Clinique gynécologique.	J.-L. FAURE.
Clinique chirurgicale infantile et orthopédie.	OMBRÉDANNE.
Clinique thérapeutique médicale.	VAQUEZ.
Clinique oto-rhino-laryngologique.	SEBILEAU.
Clinique thérapeutique chirurgicale.	Pierre DUVAL.
Clinique propédeutique.	SERGENT.
Professeur sans chaire.	RRANCA.



II. — AGRÉGÉS EN EXERCICE

MM.		MM.	
ABRAMI	Pathologie médicale.	JOYEUX	Parasitologie.
ALAJOUANINE	Neurologie et psychiatrie.	LABBÉ (Henri)	Chimie biologique.
AUBERTIN	Pathologie médicale.	LARDENNOIS	Pathologie chirurgicale.
BASSET	Pathologie chirurgicale.	LEMAITRE	Oto-rhino-laryngologie.
BAUDOUIN	Pathologie médicale.	LEROUX	Anatomie pathologique.
BINET	Physiologie.	LÉVY SOLAL	Obstétrique.
BLANCHETIÈRE	Chimie biologique.	LHERMITTE	Pathologie mentale.
BROCQ	Pathologie chirurgicale.	LIAN	Pathologie médicale.
BRULÉ	Pathologie médicale.	MATHIEU	Pathologie chirurgicale.
CADENAT	Pathologie chirurgicale.	METZGER	Obstétrique.
CHABROL	Pathologie médicale.	MONDOR	Pathologie chirurgicale.
CHIRAY	Pathologie médicale.	MOURE	Pathologie chirurgicale.
CLERC	Pathologie médicale.	MULON	Histologie.
DEBRÉ	Hygiène.	OBERLING	Anatomie pathologique.
DOGNON	Physique.	OLIVIER	Anatomie.
DONZELOT	Pathologie médicale.	PHILIBERT	Bactériologie.
DUVOIR	Médecine légale.	QUÉNU	Pathologie chirurgicale.
ÉCALLE	Obstétrique.	RICHET Fils	Physiologie.
FIESSINGER	Pathologie médicale.	SÉZARY	Dermatologie et syphiligraphie.
GARNIER	Pathologie expérimentale.	VALLERY-RADOT (Pasteur)	Pathologie médicale.
GATELLIER	Pathologie chirurgicale.	VAUDESCAL	Obstétrique.
GIROUD	Histologie.	VELTER	Ophthalmologie.
HARVIER	Pathologie médicale.	VERNE	Histologie.
HEITZ-BOYER	Urologie.		
HOVELACQUE	Anatomie.		
HUTINEL	Pathologie médicale.		

III. — AGRÉGÉS RAPPELÉS A L'EXERCICE

pour le service des examens

MM.		MM.	
BUSQUET	Pharmacologie.	NEVEU-LEMAIRE	Parasitologie.
GUÉNIOT	Obstétrique.	RETTNER	Histologie.
LEQUEUX	Obstétrique.	ZIMMERN	Physique.

IV. — AGRÉGÉS CHARGES DE COURS DE CLINIQUE

à titre permanent

MM.		MM	
ALGLAVE	Clinique chirurgicale.	LÉRI.	Clinique médicale.
AUVRAY.	Clinique chirurgicale.	MOCQUOT. . . .	Clinique chirurgicale.
CHEVASSU. . . .	Clinique chirurgicale.	PROUST.	Clinique chirurgicale.
LIGNEL-LAVASTINE. .	Clinique médicale.	SCHWARTZ. . . .	Clinique chirurgicale.
LE LORIER. . . .	Clinique obstétricale.		

V. — CHARGÉS DE COURS

MM. MAUCLAIRE, agrégé. . . .	}	Chargé du cours de chirurgie orthopédique chez l'adulte pour les accidents du travail, les mutilés de guerre et les infirmes adultes
FREY		Stomatologie.
CHAILLEY-BERT		Éducation physique.
LEDoux-LEBARD		Radiologie clinique.
WEILL-HALLÉ		Puériculture.

Par délibération en date du 9 Décembre 1798, l'Ecole a arrêté que ses opinions émises dans les dissertations qui lui seront présentées, doivent être considérées comme propres à leurs auteurs et qu'elle n'entend leur donner aucune approbation ni improbation.

*Que ma première pensée, à l'heure où
je termine mes études, soit à ceux à
qui je dois tout :*

A MON PÈRE

A MA MÈRE

*En leur dédiant ce modeste travail, je
voudrais leur témoigner ma très
grande reconnaissance pour leur
tendresse sans bornes. Je ne pourrai
assez leur rendre tout ce qu'ils m'ont
prodigué.*

A MON FRÈRE

A MA BELLE-SŒUR

MEIS ET AMICIS

A LA MÉMOIRE DE MON ONCLE

LE DOCTEUR ALBERT GOSSART

MÉDECIN DE LA MARINE

*Qui, de loin, fut toujours pour moi
un maître aimé et suivi, dont je
déploie la disparition prématurée.*

A MON PRÉSIDENT DE THÈSE

M. LE PROFESSEUR A. STROHL

PROFESSEUR DE PHYSIQUE MÉDICALE

*Qui a bien voulu me faire l'honneur
d'accepter la présidence de cette
thèse. Hommage bien modeste de
ma profonde gratitude.*

A MON MAITRE

M. LE DOCTEUR I. SOLOMON

RADIOLOGISTE DES HOPITAUX

CHEF DU LABORATOIRE CENTRAL DE RADIOLOGIE
DE L'HOPITAL SAINT-ANTOINE

Qui m'initie chaque jour à la radiologie et m'a guidé de sa grande expérience pour ce travail qu'il a bien voulu m'inspirer.

En témoignage d'admiration, de sympathie et de respectueuse reconnaissance pour les précieux conseils qu'il a bien voulu me prodiguer.

A M. LE PROFESSEUR F. LEJARS

COMMANDEUR DE LA LÉGION D'HONNEUR

MEMBRE DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

PROFESSEUR DE CLINIQUE CHIRURGICALE

CHIRURGIEN DE L'HOPITAL SAINT-ANTOINE

Qu'il veuille bien trouver ici le témoignage de reconnaissance d'un de ses élèves, pour qui il restera le maître aimé et suivi.

Hommage de vive reconnaissance pour la confiance qu'il a bien voulu me témoigner ; le priant de m'excuser si ma jeune expérience n'a pas toujours répondu à son attente, qu'il soit assuré que je m'efforcerai d'y répondre chaque jour davantage et qu'il trouve ici le témoignage de ma respectueuse et dévouée sympathie.

A MES MAÎTRES EN ELECTRO-RADIOLOGIE

M. LE DOCTEUR PAUL AIMÉ
RADIOLOGISTE DES HOPITAUX
CHEF-ADJOINT DU LABORATOIRE CENTRAL
DE RADIOLOGIE DE L'HOPITAL SAINT-ANTOINE

M. LE DOCTEUR PAUL GIBERT
RADIOLOGISTE DES HOPITAUX

M. LE DOCTEUR PROUST
ASSISTANT AU LABORATOIRE CENTRAL DE RADIOLOGIE
DE L'HOPITAL SAINT-ANTOINE

*Que je ne saurais trop remercier pour
la grande bienveillance avec laquelle
ils ont bien voulu m'accueillir et me
guider de leurs conseils et de leur
expérience.*

M. LE DOCTEUR BOURGUIGNON
CHEF DU LABORATOIRE CENTRAL D'ELECTROLOGIE
DE LA SALPÊTRIÈRE

M. LE DOCTEUR HUMBERT
ASSISTANT D'ELECTROLOGIE AU LABORATOIRE CENTRAL
DE LA SALPÊTRIÈRE

*Auxquels je dois de précieuses et soli-
des connaissances en électrologie.
En témoignage de respectueuse re-
connaissance.*

A M. LE DOCTEUR P. BROCC

PROFESSEUR AGRÉGÉ

CHIRURGIEN DES HOPITAUX

*En témoignage de reconnaissance
pour la sympathie qu'il a toujours
bien voulu me témoigner.*

A MON COLLÈGUE ET AMI

LE DOCTEUR LÉON GIET

CHEF DE LABORATOIRE A LA FACULTÉ

DE MÉDECINE DE PARIS

*Unis par plusieurs années de travail
en commun, qu'il veuille bien trou-
ver ici l'assurance de ma vive re-
connaissance pour son amitié qui
ne m'a jamais fait défaut, et qu'il
soit assuré de la mienne.*

A MES MAÎTRES DANS LES HOPITAUX

ET LES ASILES DE LA SEINE

Introduction

Les rayons x, vibrations électro-magnétiques de l'éther, suivant la théorie de Maxwell, prennent naissance lors de l'arrêt brusque d'électrons, masses électriques infimes, animées d'une très grande vitesse, sur un obstacle quelconque. On conçoit donc que ces vibrations puissent être différentes dans leur intensité et, par suite, dans leurs qualités physiques, suivant la vitesse de l'électron qui les produit, la force du choc ou énergie cinétique, qui seule influe sur la qualité du rayonnement, étant fonction de cette vitesse suivant la relation $e. c = \frac{1}{2} M V^2$ (M = masse de l'électron = $0,8.10^{-27}$ grammes ; v = vitesse de l'électron qui d'après Wiechert serait de l'ordre de $5,95 \sqrt{v10^7}$; elle croît donc très rapidement avec la différence de potentiel appliquée aux bornes d'un tube).

Plus le courant de haute tension qui traverse le tube sera élevé, plus la vitesse des électrons sera grande, tendant à se rapprocher de celle de la lumière (250.000 klm. sec. pour 265.000 volts) et plus le choc sera violent. Nous pouvons donc concevoir et admettre une infinité de « sortes » de rayons correspondant chacune à un potentiel donné, et possédant des propriétés caractéristiques ; de là découle la notion de qualité du rayonnement. Aux potentiels éle-

vés correspondront des rayons très pénétrants, de plus en plus mous, à mesure que le potentiel tendra vers zéro. Pour plus de précision, les physiciens, assimilant les rayons x aux rayons lumineux, les ont définis par leur longueur d'onde, qui est d'autant plus courte que le potentiel est élevé, la pénétration augmentant à mesure que la longueur d'onde décroît. Nous pouvons donc estimer la qualité d'un rayonnement soit par sa longueur d'onde, soit par sa pénétration, fonction du potentiel mis en jeu, bien que, comme nous le verrons par la suite, la qualité d'un rayonnement ne soit pas exclusivement fonction de la seule vitesse électronique, d'autres facteurs apportant des perturbations non négligeables, même dans le cas d'électrons animés de même vitesse, la différence de potentiel demeurant donc constante.

La nécessité, pour le radiothérapeute, de doser la quantité de rayonnement qu'il emploie pour lutter contre les affections justiciables de cet agent physique, a poussé, dès leur utilisation en thérapeutique, de nombreux chercheurs à la mise au point de méthodes et d'appareils de dosages pratiques et suffisamment précis pour donner des indications en rapport avec l'action biologique de rayonnements de diverses qualités, et la méthode ionométrique donne actuellement d'excellents résultats. Par contre, il est à remarquer que toutes les installations, pourvues d'appareils de mesure indiquant l'intensité du courant dans le tube (le milliampermètre) ne comportent aucun indicateur renseignant sur la

dureté ou la pénétration des rayons émis et permettant la lecture directe de l'application de la qualité du rayonnement utilisé. On y supplée, dans une certaine mesure, par la notion d'étincelle équivalente fournie par le spintermètre ou la lecture, sur un kilovoltmètre, de la tension appliquée aux bornes du tube, données qui permettent d'apprécier, approximativement, la qualité d'un rayonnement, sa longueur d'onde et ont permis l'établissement de tables :

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS	ÉTINCELLE ÉQUIVALENTE EN "m (entre pointes)	LONGUEUR D'ONDE MINIMUM APPROXI- MATIVE EN UNITÉS ANGSTRÖM	QUALITÉ
20000	16,5	0,62	{ Très mous
24800	20	0,50	
30 00	29,5	0,413	{ Mous
40000	45,5	0,31	
51670	76	0,24	{ Moyens
60000	125	0,206	
80000	165	0,155	{ Semi pénétr.
100000	220	0,124	
114800	240	0,108	{ Semi pénétr.
120000	250	0,103	
160000	335	0,077	{ Pénétrants
217500	420	0,057	
240000	480	0,051	Très pénétr.

Ce sont là des méthodes empiriques d'une précision relative. Quelques appareils, dont nous parlerons tout à l'heure, ont bien eu pour but de combler cette lacune, mais leur utilisation ne s'est pas généralisée, bien que souvent ils aient pu rendre service, soit à cause du manque de précision de leurs données, soit à cause de leur difficulté d'utilisation ou de construction qui en faisaient plutôt des appareils de laboratoire difficilement utilisables pour le praticien et aucune solution satisfaisante n'a encore été trouvée sur ce point.

Etude du rayonnement. Spectrographie

Le problème est en effet délicat et difficile à bien résoudre. Un tube, alimenté sous une tension donnée constante, émet, pour des raisons physiques sur lesquelles nous insisterons tout à l'heure, un rayonnement très hétérogène, composé de radiations de différentes longueurs d'ondes, et non, comme on pourrait le supposer, un rayonnement homogène monochromatique. Pour obvier en partie à cet inconvénient, on utilise la filtration, qui rendra le rayonnement d'autant plus homogène qu'elle sera faite sur des épaisseurs de métaux de nombre atomique plus élevé, sans toutefois le rendre jamais monochromatique, et le rayonnement ainsi filtré, épuré, possédera les caractéristiques correspondant à celles d'un rayonnement monochromatique idéal d'une certaine longueur d'onde, appelée longueur d'onde effective ou efficace, et qui permettra des mesures plus précises. Il nous faut donc étudier le rayonnement x tel qu'il est produit par le tube et les lois de l'absorption qui permettent de l'épurer, de l'homogénéiser.

Röntgen d'abord et Villard ensuite, excitant des tubes à l'aide de machines statiques, avaient déjà émis l'hypothèse de cette complexité, mais ce n'est que depuis ces dernières années qu'elle fut définitivement mise en évidence.

Les récentes méthodes d'investigation à l'aide de cristaux, dont l'idée première revient à Von Laue, Friedrich, Knipping, fut perfectionnée par Sir H. V. Bragg et son fils, par Moseley et définitivement mise au point par M. de Broglie, ont permis, grâce à cette belle méthode du cristal tournant, une étude approfondie du rayonnement x et montré sa complexité. Enfin, les recherches de Dauvillier, de Darwin, de Siegbahn ont encore précisé nos connaissances dans la spectroscopie des rayons x .

L'anticathode d'un tube en activité émet un spectre où l'on remarque un fonds spectral continu sur lequel se détachent des raies caractéristiques de l'élément constituant l'anticathode.

Si on excite un tube à cathode incandescente en le faisant travailler sous un potentiel V , les électrons atteindront l'anticathode avec une énergie $e. v.$ que l'on pourra modifier à volonté en modifiant la tension V . Si V demeurant constant, on analyse le rayonnement émis, par exemple au moyen d'un spectromètre muni d'une chambre d'ionisation à l'aide de laquelle on explore les rayons réfléchis sur un cristal sous différents angles, on constate qu'il se compose d'une infinité de radiations. On peut tracer des courbes spectrales en portant en abscisse les

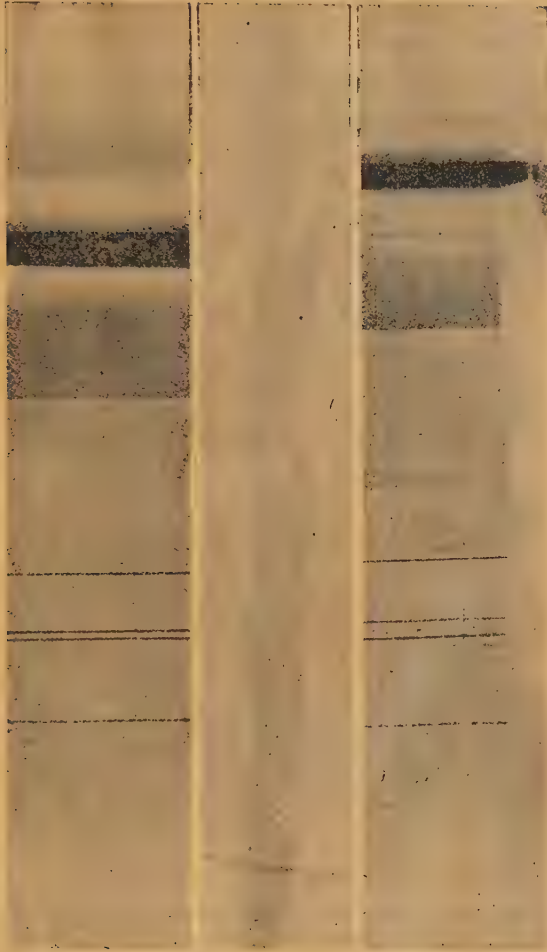


FIG. 1. — Spectre du tungstène et du platine.

longueurs d'ondes et en ordonnée l'intensité du courant d'ionisation. On voit que la courbe, après un début brusque, croît rapidement, passe par un

maximum, pour décroître ensuite ; la comparaison des surfaces, proportionnelles à l'énergie, pour des courbes obtenues avec des voltages différents, montre que l'énergie totale croît à peu près proportionnellement au carré du voltage.

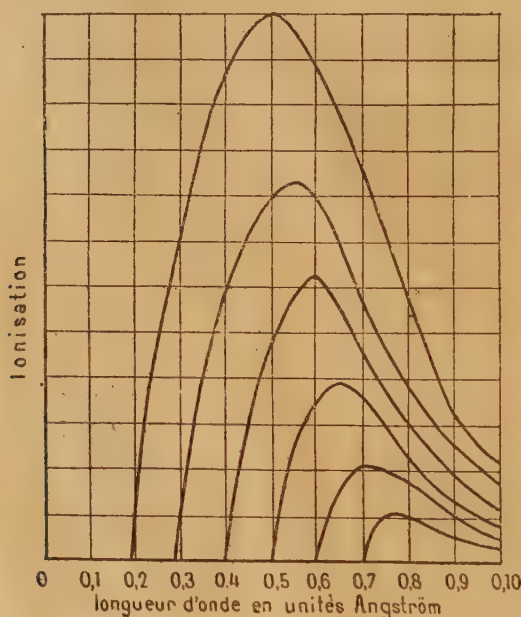


FIG. 2

Mais, au contraire de la lumière naturelle, dont le spectre s'étend sans limites nettes du côté du rouge comme du côté du violet, le spectre x s'arrête net du côté des petites longueurs d'ondes. Des mesures précises ont montré que cet arrêt du spectre se produisait lorsqu'est atteinte la fréquence qui correspond au voltage max. auquel est soumis le tube ;

L'intensité du spectre continu s'annule pour une radiation de fréquence maxima ν^0 reliée au potentiel d'excitation par relation d'Einstein $\nu^0 = \frac{eV}{h}$

(h = constante universelle de Planck = $6,54.10^{27}$ ergs-seconde, d'après Ladenberg ; e = charge de l'électron = $4,774.10^{10}$ unités électro-statiques ; V = différence de potentiel aux bornes du tube).

Le spectre continu apparaît donc comme formé d'une infinité de radiations, depuis les radiations de très grande longueur d'onde jusqu'à une longueur d'onde minima, longueur d'onde limite rigoureusement donnée par la relation d'Einstein.

Sommerfeld a montré pourquoi il en était ainsi. Les électrons émis sous potentiel constant, animés par conséquent d'une même vitesse, sont diversement arrêtés par l'anticathode : les uns rencontrant franchement un atome vont être arrêtés brusquement ; le temps de freinage sera court et une radiation de courte longueur d'onde prendra naissance ; d'autres, au contraire, ne seront arrêtés qu'après plusieurs chocs successifs avec des atomes ; le temps de freinage sera plus long et la radiation émise sera de plus grande longueur d'onde. Le blocage ou le ralentissement progressif de l'électron provoquera une vibration x dont la fréquence sera proportionnelle à sa rapidité d'oscillation ; plus il oscillera lentement, plus les ondes formées seront longues, et, inversement, plus il oscillera rapidement, plus les ondes seront courtes. Ainsi s'explique ce fait que le

rayonnement x ne puisse jamais être homogène et monochromatique, et la difficulté d'avoir une mesure exacte de la qualité d'un rayonnement considéré.

Cette difficulté s'accroît encore du fait que l'élément constitutif de l'anticathode joue un rôle important dans la qualité du rayonnement total. L'examen des spectrogrammes 1 et 2 montre, en effet, que des raies se détachent sur le fond spectral continu que nous venons d'étudier. Ce sont les recherches de Moseley qui ont montré l'existence de ce rayonnement, caractéristique de l'élément constituant l'anti-cathode, et qui peut être étudiée par la méthode du cristal. Ces recherches avaient également montré que ce rayonnement caractéristique, émis par une anticathode donnée, n'est pas non plus monochromatique, mais qu'il se compose de plusieurs séries de radiations de longueur d'onde différente, une série étant un ensemble de radiations apparaissant brusquement pour une certaine différence de potentiel.

Examinons, en effet, le spectre donné par une ampoule à anticathode de tungstène excitée sous des potentiels croissants. Nous remarquons tout d'abord un spectre continu allant en s'estompant du côté des grandes longueurs d'ondes et s'arrêtant brusquement du côté des petites. Si nous faisons croître la différence de potentiel, le spectre s'étendra du côté des courtes λ sans toutefois cesser de s'arrêter brusquement. Si, pour éviter l'absorption par l'air, le

spectrographique est dans le vide, le spectre x s'accroîtra aussi du côté des grandes λ , et, vers 2.035 volts, apparaîtront trois raies diffuses se superposant au fond continu. En continuant à augmenter la tension, le spectre continu va aller s'accroissant régulièrement du côté des courtes λ , les raies existantes vont augmenter d'intensité, et, vers 12.400 volts, dix-huit nouvelles raies vont apparaître ; enfin, quatre autres apparaîtront vers 70.130 volts. Ces faits montrent bien que l'atome répond au choc des électrons par l'émission de vibrations x dont on peut prévoir la longueur d'onde, connaissant le potentiel d'excitation ; l'émission des rayons x est un phénomène atomique et le rayonnement résultant des plus complexes.

L'Atome de Bohr et la théorie des quanta

Pour épurer le rayonnement si complexe fourni par un tube, pour le rendre plus homogène, on utilise des filtres dont l'action repose sur le phénomène de l'absorption. Mais il est difficile de bien comprendre ce phénomène sans connaître la théorie des quanta et la théorie de Bohr, qui repose sur cette dernière, théories qui semblent bien rendre compte des nombreux faits expérimentaux et tant de fois vérifiées qu'elles ont acquis la solidité de lois.

Jean Perrin, le premier, dès 1900, avait assimilé l'atome, jusque-là considéré comme insécable, à un système planétaire en miniature dans lequel les électrons circulaient autour d'un noyau comme les planètes autour du soleil. Ces idées, adoptées par tous, amenèrent d'autres recherches parmi lesquelles celles de Bohr semblent le mieux concilier la théorie et les faits expérimentaux. Pour Bohr, l'atome serait constitué par un noyau central, électro-positif, portant une charge déterminée toujours multiple entier de la charge élémentaire e ($4,774 \cdot 10^{10}$ unités électrostatiques). Autour de ce noyau gravitent des élec-

trons électro-négatifs, portant chacun cette même charge élémentaire et en nombre tel que leurs charges compensent exactement celle du noyau positif.

Le noyau est donc le seul élément variable de l'atome puisque sa masse est égale au total des masses des électrons, tous semblables, qui gravitent autour de lui ; de plus, tout atome est normalement en équilibre de gravitation, les masses en présence étant égales et la charge du noyau égale et de signe contraire au total des charges élémentaires des électrons en gravitation.

Ces électrons ne sont d'ailleurs pas disposés au hasard, mais répartis en différentes couches ou niveaux plus ou moins nombreuses suivant l'atome envisagé, et désignées en partant du noyau, par les lettres K. L. M. N., etc... Enfin, ces électrons ne sont pas immobiles mais décrivent une trajectoire elliptique, d'après Sommerfield, dont le noyau occupe un des foyers. Il y a donc, pour chaque niveau, une trajectoire, et Smékal admet que ces trajectoires ne sont pas sur un même plan, mais font entre elles un certain angle. Pour Rutherford, la trajectoire la plus proche du noyau en serait éloignée de 10^{-8} cm. et la plus éloignée de 10^{-10} cm.

Chacun de ces niveaux a tendance à être saturé, à contenir le maximum d'électrons qu'il peut admettre, soit 2 pour le niveau K, 8 pour L, 18 pour M, 32 pour N, etc..., et l'atome est alors en équilibre parfait. Mais le niveau le plus périphérique peut ne pas être saturé ; l'atome est alors instable et cherchera à

assurer son équilibre en formant, avec un autre atome, une combinaison plus stable ; ainsi s'expliquerait l'affinité chimique.

On peut, d'après ces idées, concevoir une nouvelle classification des corps simples d'après le nombre d'électrons gravitant autour du noyau de l'atome du corps considéré ; ce nombre, appelé nombre atomique, correspond grossièrement à la moitié du poids atomique de l'élément envisagé. Le chimiste russe Mendéléeff, en groupant, il y a plus de cinquante ans, les éléments chimiques par ordre de poids atomique croissant, a dressé un tableau qui donne, pour beaucoup de corps, et sans que cependant ce fut là son but, ce nombre atomique représenté par le symbole N.

Chaque électron possède une certaine énergie, somme de son énergie cinétique et de son énergie potentielle due à l'attraction électrostatique du noyau, attraction qui fait équilibre à la force centrifuge et ne dépend que de la masse et de la proximité du noyau et maintient l'électron sur son niveau. Cette énergie totale d'un électron sur son orbite sera d'autant plus grande que l'orbite est plus éloignée du noyau, donc ira croissant dans le sens K, L, M, N. Par contre, la quantité d'énergie qu'il faudra dépenser, pour expulser hors de l'atome à l'infini un électron, ira en décroissant dans le sens K, L, M, N, puisque l'électron voit son énergie totale s'accroître à mesure qu'il s'éloigne du noyau, et qu'il s'agit de séparer deux charges de signes con-

traires à partir de positions initiales qui sont d'autant plus rapprochées que le niveau considéré est plus voisin du centre.

Ainsi, lorsqu'un électron de niveau M, par exemple, possédant une énergie propre W_m , passera sur le niveau L, il perdra de son énergie, et, c'est cette énergie, égale à $W_m - W_l$, qui se retrouvera sous forme de rayonnement. Il faut donc, pour produire un rayonnement, qu'un atome soit le siège d'un mouvement électronique centripète, et, pour cela, expulser un électron hors de l'atome, donc dépenser une quantité d'énergie au moins égale à l'attraction qu'exerce le noyau sur l'électron envisagé, attraction qui est d'autant plus forte que le niveau de cet électron est plus près du noyau.

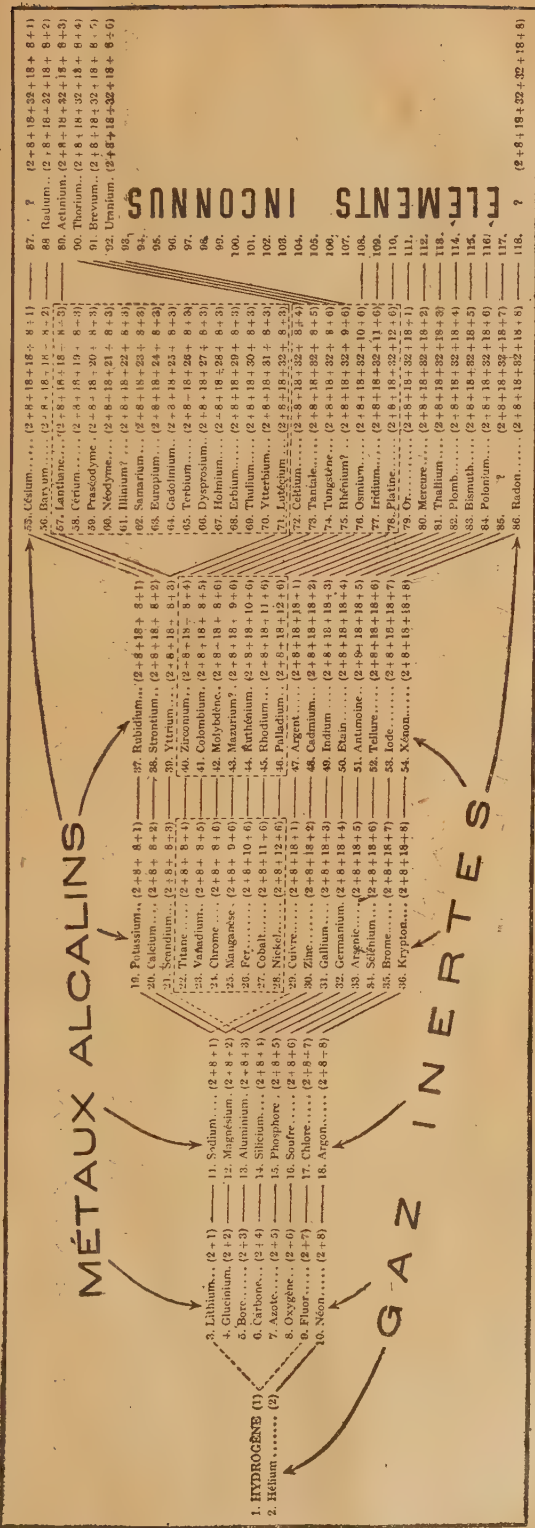
Cette quantité d'énergie ou travail d'extraction peut être exprimée soit en ergs, soit, comme on a coutume de le faire, en volts, en tenant compte de la transformation de l'unité d'énergie cinétique en unité électromagnétique.

Chaque niveau de l'atome nécessitera, pour l'extraction d'un électron, un minimum d'énergie W , proportionnel à la fréquence du rayonnement émis, et dont la valeur sera donnée par la formule :

$$W = h\nu$$

dans laquelle W exprime le quantum en énergie, ν la fréquence du rayonnement et h , constante universelle de Planck-Einstein = $6,55.10^{-27}$ erg. sec.

CLASSIFICATION DES ÉLÉMENTS, d'après Mendéléieff (1869), Bohr (1921), Stoner (1924),.....



Il est plus commode, en pratique, d'exprimer cette énergie à la façon dont elle se présente dans le cas d'un corpuscule électrisé se déplaçant dans un champ électrostatique. Si un corpuscule de charge e tombe d'une différence de potentiel V , il aura acquis l'énergie $e \cdot V$, et, en attribuant à e la valeur numérique qui correspond à la charge élémentaire de l'électron, à chaque valeur de V correspondra un certain quantum qu'on pourra ainsi exprimer en unités électromagnétiques, en volts, et écrire :

$$W = h \cdot \nu = e \cdot V.$$

Pour exprimer cette même formule en longueur d'onde, on peut l'écrire sous la forme suivante :

$$W = \frac{mV^2}{2} = e \cdot V = h \cdot \nu.$$

Or, $\nu = \frac{c}{\lambda}$. En remplaçant ν par cette valeur, on a :

$$W = e \cdot V = h \cdot \frac{c}{\lambda}$$

d'où l'on tire :

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{e \cdot V}.$$

En donnant à tous ces termes leur valeur numérique respective, on arrive à la relation :

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10} \times 1,37 \cdot 10^{-17} \times 300}{V} = \frac{12.330}{V}$$

connue sous le nom de formule de Millikan et dans laquelle λ est exprimée en unité Angström, soit en 10^{-8} cm. Dans ces formules, m et e représentent res-

pectivement la masse et la charge de l'électron, proportionnellés entre elles ; v^2 et V , également proportionnels, représentent le carré de la vitesse et l'énergie exprimée en volts : c est la vitesse de propagation et λ la longueur d'onde du rayonnement.

Le minimum d'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron, exprimé en volts, a reçu le nom de potentiel d'ionisation, et varie donc suivant le niveau considéré. Il faut donc, pour qu'un électron soit arraché à un atome, que le quantum de ce rayonnement soit au moins égal au potentiel d'ionisation, et, dans ce cas, l'électron arrivera dans l'espace avec une énergie cinétique nulle ; s'il lui est supérieur, l'électron sera capable de continuer sa trajectoire dans l'espace jusqu'à ce qu'il ait dépensé toute son énergie.

Cette loi des quanta permet d'expliquer les discontinuités d'absorption des corps irradiés ; lorsqu'on expose un corps quelconque à un rayonnement de λ décroissante, donc de quantum croissant, la valeur de l'absorption, au lieu de diminuer progressivement, comme on pourrait le supposer, suivant que λ décroît, subit, au contraire, pour certaines valeurs de λ , une augmentation brusque et importante pour continuer ensuite à diminuer progressivement jusqu'à une nouvelle discontinuité.

Ces augmentations brusques de l'absorption, ces discontinuités, correspondent au moment où le quantum du rayonnement incident devient égal au potentiel d'ionisation d'un nouveau niveau plus

rapproché du noyau. Il faut donc, pour épurer un rayonnement, utiliser comme filtres des corps ne présentant pas de discontinuité d'absorption pour la gamme de λ que l'on utilise et étudier le mécanisme de l'absorption et les lois qui les régissent.

L'Absorption

Dès 1900, Benoist, dans une série de travaux, étudia l'absorption des rayons X et formula les lois suivantes :

1° L'équivalent de transparence d'une substance est absolument indépendant de l'état physique ou moléculaire de cette substance.

2° Le coefficient d'absorption massique des corps simples pour les rayons X se conserve dans les mélanges et les combinaisons.

3° L'équivalence de transparence d'un corps simple dépend uniquement de sa masse atomique ; il en est une fonction déterminée qui va généralement en décroissant quand cette masse augmente.

Benoist définit ainsi la transparence d'un corps simple pour une quantité donnée de rayons X :
« C'est la masse en décigrammes d'un prisme de 1 cm.² de base traversé parallèlement à son axe par les rayons X produisant sur eux la même absorption qu'un prisme étalon en paraffine de 1 cm.² de section et de 7 cm. 5 de hauteur ».

En portant en abscisse les poids atomiques et en ordonnées les équivalents de transparence, Benoist

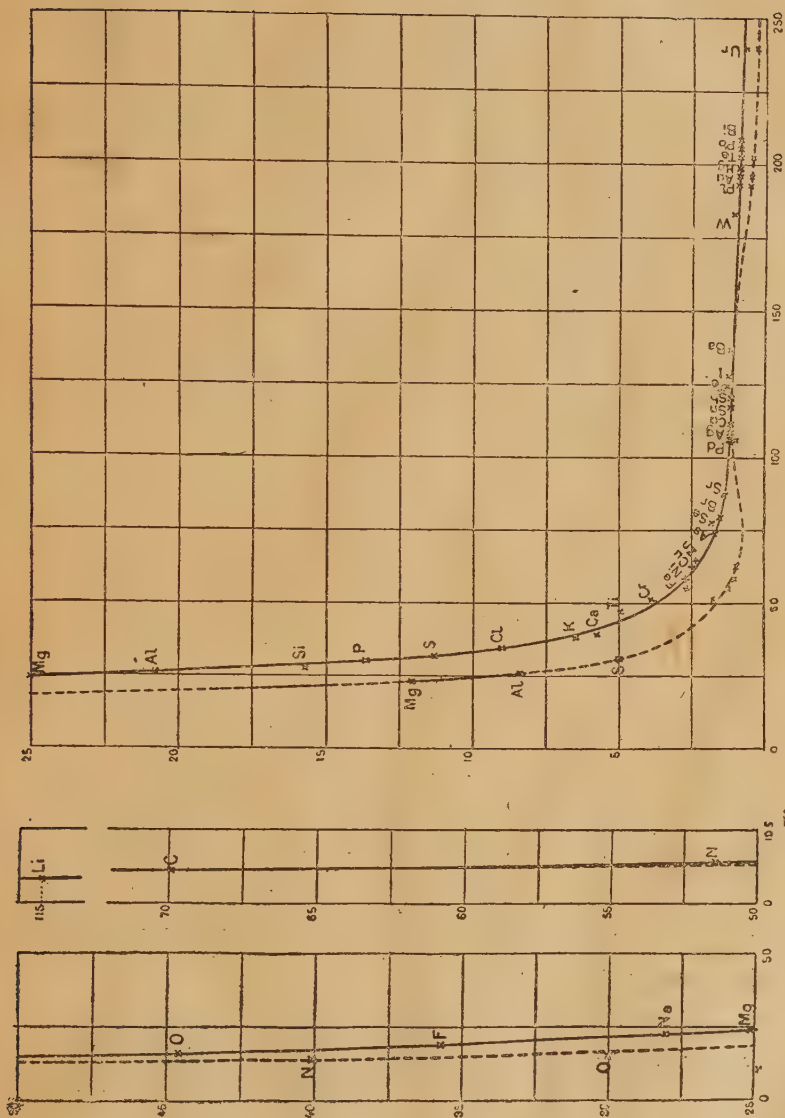


Fig. 3. — Courbes d'isotransparence (d'après Benoist).

obtint des courbes d'isotransparence pour des rayons de différentes qualités et vit que certains corps, tel l'aluminium, présentent de grosses différences d'absorption suivant la qualité du rayonnement, tandis que d'autres, comme l'argent, ont une absorption presque égale pour des radiations de qualité différente.

Il classa alors les éléments en deux groupes : les éléments radiochroïques, dont la transparence varie avec la qualité du rayonnement, et les éléments aradiochroïques, pour lesquels la transparence est indépendante de la qualité du rayonnement, et, sur ces bases, conçut un mesureur de dureté, un qualitomètre.

Nous verrons qu'à la suite de nombreux et récents travaux, il y a lieu de modifier certaines des conclusions que Benoist tira de ses recherches sur l'absorption.

Si on mesure l'intensité d'un rayonnement avant et après la traversée d'une couche matérielle, on constate que l'intensité du faisceau émergent est plus faible que celle du faisceau incident. Cet affaiblissement est dû, d'une part, à l'éloignement du faisceau par rapport à la source et d'autre part à la présence de la couche matérielle qui a absorbé une partie de l'énergie incidente.

La première cause a pour valeur le rapport des carrés des distances de la source aux points d'arrivée et d'émergence de l'écran ; si I_0 est l'intensité du faisceau avant la traversée de l'écran, à une dis-

tance D_0 de la source, l'intensité I_x du faisceau, après la traversée de l'écran, donc à une distance $D_x > D_0$ de la source, sera, compte non tenu de l'absorption par la matière constituant l'écran :

$$I_x = I_0 \frac{D_0^2}{D_x^2}$$

Pour l'affaiblissement dû à l'absorption par un écran d'épaisseur x , pour un rayonnement d'intensité I_0 sur la face d'incidence, il y a lieu de considérer sur la face d'émergence :

Le rapport de transmission $\frac{I_x}{I_0}$ de l'intensité I_x du rayonnement émergent à l'intensité I_0 du rayonnement incident.

Le rapport d'absorption $\frac{I_0 - I_x}{I_0}$ du rayonnement absorbé $I_0 - I_x$ au rayonnement incident I_0 .

L'expérience a montré, dans les grandes lignes, que la matière absorbe les rayons X proportionnellement à son épaisseur et à l'intensité qui lui est transmise : des épaisseurs égales d'un même corps absorbent la même quantité de rayonnement et, quand l'épaisseur d'une lame absorbante croît en progression arithmétique, l'absorption croît en progression géométrique.

Cette absorption du rayonnement n'est pas la même pour toutes les longueurs d'ondes, et, pour chaque longueur d'onde, elle dépend de la nature du métal interposé sur le trajet du rayonnement. Elle s'exprime mathématiquement par une loi exponentielle de la forme $\frac{I_x}{I_0} = e^{-\mu x}$ exprimant le

rapport de transmission, ou de la formule

$$\frac{I_0 - I_x}{I_0} = 1 - e^{-\mu x} \text{ exprimant le rapport d'absorption.}$$

Graphiquement, on peut l'exprimer par une courbe obtenue en portant en abscisses l'épaisseur de l'écran absorbant et en ordonnées l'intensité du rayonnement émergent.

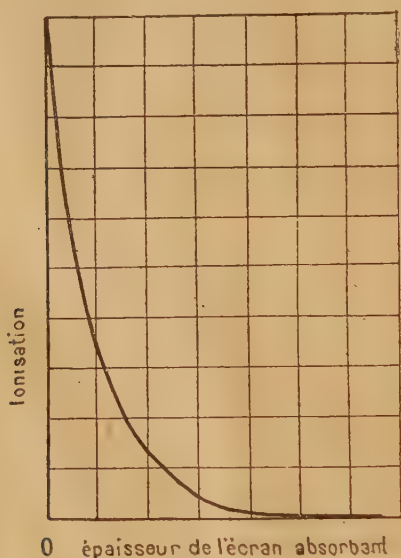


FIG. 4

Dans ces formules, qui, mises sous la forme logarithmique, donnent :

$\mu x = \log. \text{ nat. } I_0 - \log. \text{ nat. } I_x$ et, en logarithmes décimaux :

$\mu x = 2,30258 (\log. \text{ vulg. } I_0 - \log. \text{ vulg. } I_x)$ μ est un coefficient exponentiel d'absorption dit linéaire

qui prend une valeur particulière pour chaque longueur d'onde et pour chaque élément ; le symbole e est la base des logarithmes népériens (2,718,283).

Cette formule exponentielle n'est rigoureusement valable que pour des radiations d'une longueur d'onde donnée, le coefficient d'absorption ainsi défini ne restant constant, toutes choses égales d'ailleurs, que pour un rayonnement monochromatique. Elle n'est plus applicable dans le cas d'un rayonnement hétérogène, tel qu'il est émis par une ampoule radiogène, car le coefficient d'absorption varie avec la composition spectrale du rayonnement global ; nous aurions, dans ce cas, une somme d'exponentielles.

Dans le cas des rayons x , l'absorption ainsi caractérisée par le coefficient μ comprend à la fois :

La perte du rayonnement par diffusion dans toutes les directions à l'intérieur du métal, cette diffusion dépendant du nombre atomique du corps illuminé ainsi que de la longueur d'onde.

La transformation du rayonnement incident en une radiation d'une plus grande longueur d'onde ou d'une nature différente, par suite d'un effet attribuable à l'atome du métal considéré ; cette seconde cause d'absorption est appelée absorption de fluorescence ou absorption vraie.

Le coefficient μ peut donc être considéré comme égal à la somme de deux autres coefficients $\sigma + \tau$, le premier relatif à la fluorescence, le second à la diffusion : $\mu = \sigma + \tau$.

On emploie plus généralement, en pratique, le coefficient $\frac{\mu}{\rho}$, quotient du coefficient d'absorption μ par la densité ρ . La raison en est que les coefficients d'absorption sont des propriétés atomique et ne dépendent pas, du moins en première approximation, de l'état physique ou chimique de la matière qui sert d'écran. L'absorption exercée par une couche d'une certaine épaisseur d'un élément donné ne dépend donc que du nombre d'atomes contenus dans cette couche ; il en résulte que les quotients $\frac{\mu}{\rho}$, $\frac{\tau}{\rho}$, $\frac{\sigma}{\rho}$ des coefficients d'absorption par la densité, pour un même élément et une même radiation, sont constants et indépendants de l'état physique de cet élément. Les coefficients ainsi définis sont dits massiques ; ils mesurent, en effet, une absorption par un écran ayant une épaisseur telle qu'il renferme l'unité de masse par cm^2 . Si donc on appelle δ le rapport des carrés des distances, qui tend d'ailleurs vers l'unité quand l'écran est mince et le foyer très éloigné, on peut définir la transparence d'un écran soit par l'énergie I_x qu'il a laissé passer.

$$I_x = I_0 \delta \left(E \frac{\mu}{\rho} \rho x \right)$$

L'absorption par diffusion, caractérisée par le coefficient $\frac{\sigma}{\rho}$, n'est pas facile à déterminer avec précision. On sait toutefois que, pour les éléments de faible poids atomique, la valeur de $\frac{\sigma}{\rho}$ varie peu quand la longueur d'onde du rayonnement absorbé augmente ; pour les éléments lourds, le coefficient

de diffusion augmente rapidement quand la longueur d'onde du rayonnement absorbé croît.

Tout récemment, Compton a montré que, dans le phénomène de la dispersion, il y avait un gain d'énergie représenté dans l'écran par une émission électronique, bien que l'on sût depuis longtemps, à la suite des travaux de Florence, Mesham et Gray, que le rayonnement diffusé était d'une λ supérieure à la λ du rayonnement incident. Compton a, en outre, constaté que cette augmentation de λ dépend de l'angle que forme le rayon incident avec le rayon diffusé, la variation de la longueur d'onde étant donnée par la formule : $\delta\lambda = 0,024 (1 - \cos. B)$. Les électrons ainsi émis, que l'auteur appelle électrons de recul, ont une énergie beaucoup moins grande que ceux qui résultent de l'absorption de fluorescence, mais, comme eux, ils sont capables de dépenser toute leur énergie, laquelle est égale à la différence des quanta du rayonnement incident et du rayonnement dispersé. Leur énergie totale est une fraction d'autant plus grande de l'énergie dispersée que λ est plus court.

Cette énergie dispersée I_d a pour valeur :

$$I_d = I_0 (1 - e^{-\mu x}) \frac{\sigma}{\rho}$$

Il semble que, pour les très courtes longueurs d'ondes, les coefficients de diffusion $\frac{\sigma}{\rho}$ relatifs aux différents métaux ont tendance à s'égaliser entre eux à mesure que λ décroît ; dans ces conditions, tous les éléments auraient donc, vis-à-vis des rayons

γ du radium, un coefficient de diffusion sensiblement égal oscillant entre 0,15 et 0,17.

Quant au facteur relatif à l'effet Compton, que cet auteur exprime par σa , il augmente à mesure que λ décroît et représente environ de $\frac{1}{12}$ à $\frac{1}{7}$ du facteur total σ .

L'absorption e fluorescence, dite encore absorption vraie, et caractérisée par le coefficient $\frac{\tau}{\rho}$ obéit à certaines lois qui ont été étudiées par Bragg et Pierce, Allan, M. de Broglie, etc... Elle consiste en une transformation du rayonnement incident soit en radiations ondulatoires, et, dans ce cas, le corps absorbant devient un radiateur secondaire émettant un rayonnement caractéristique, soit en rayons corpusculaires, dont certains sortent de la matière absorbante et dont les autres voient finalement leur énergie transformée en chaleur. Des recherches récentes ont précisé la relation existant entre l'absorption, le poids atomique et la longueur d'onde de la radiation absorbée.

Le coefficient d'absorption atomique $\frac{\tau}{\rho} A$, (A étant la masse d'un atome absorbant), est proportionnel à la quatrième puissance du nombre atomique N et à la troisième puissance de la longueur d'onde λ , ce qui s'exprime par la formule $\frac{\tau}{\rho} A = C. N^4. \lambda^3$. (C constante = $2,29. 10^{-2}$ d'après Richtmyer).

Comme A est grossièrement proportionnel à N , on peut écrire :

$$\frac{\sigma}{\rho} = C.N^3\lambda^3$$

relation connue sous le nom de loi de Bragg et Pierce. Glocker, estimant que dans cette formule les exposants de N et de λ sont légèrement trop forts, propose :

$$\frac{\tau}{\rho} = C. N^{2,58} \lambda^{2,8}$$

Dans le cas de radiations de très courtes λ , le coefficient d'absorption par fluorescence $\frac{\tau}{\rho}$ devient très petit et l'on conçoit comment il se fait que le coefficient d'absorption total $\frac{\mu}{\rho}$, déterminé expérimentalement, soit, dans ce cas, sensiblement le même pour tous les corps ; l'absorption par diffusion l'emporte alors de beaucoup sur l'absorption de fluorescence.

S'il s'agit d'éléments légers, l'absorption par diffusion n'est pas négligeable par rapport à l'absorption de fluorescence ; dans le cas de très courtes λ et d'éléments légers, l'absorption par diffusion tient la place prépondérante dans le phénomène global d'absorption.

Si on représente graphiquement l'absorption en fonction de la longueur d'onde, en laissant N constant, on obtient une courbe à allure particulière qui montre des portions régulières correspondant à l'absorption normale, et, pour certaines valeurs de λ de la radiation incidente, des portions irrégulières, des sauts d'absorption, des discontinuités.

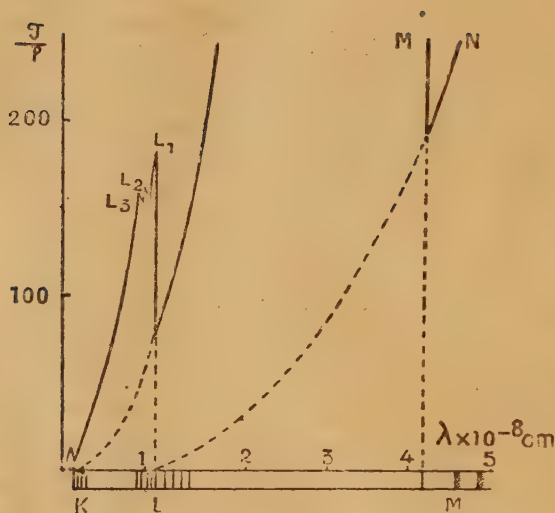


FIG. 5. — Variation du coefficient d'absorption par fluorescence en fonction de la longueur d'onde.

On peut également représenter la grandeur relative des différents facteurs d'absorption en fonction de λ , à énergie incidente égale.

La courbe 1 représente σ_a (effet Compton), la courbe 2 l'absorption de fluorescence τ et la courbe 3 l'absorption vraie totale $\mu = \tau + \sigma_a$. Cette courbe permet de se rendre compte des erreurs auxquelles aboutirait la méconnaissance de l'effet Compton, en ne considérant comme absorption vraie que l'absorption de fluorescence.

Pour un élément donné, la variation du coefficient d'absorption de fluorescence $\frac{\tau}{\rho}$ en fonction de la longueur d'onde subit donc des discontinuités brusques ; lorsque λ diminue, l'absorption aug-

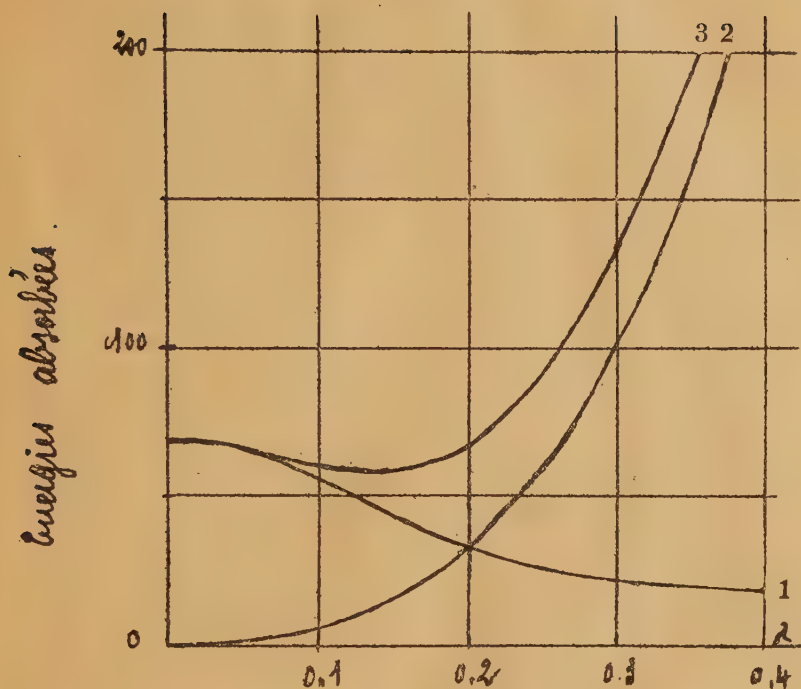


FIG. 6. — Variation des différents facteurs d'absorption en fonction de λ (schématique).

mente brusquement ; cette longueur d'onde caractéristique est justement celle qui peut provoquer l'émission du rayonnement de fluorescence de l'élément considéré ; elle est donc plus courte que la longueur d'onde de la radiation de fluorescence de cet élément ; le rapport des longueurs d'ondes des radiations incidentes et émergentes est donné par la loi de Stokes.

Tous les éléments présentent ainsi des discontinuités d'absorption, une absorption sélective dans un certain domaine spectral, variable suivant le nombre atomique de l'élément absorbant, et ce do-

maine spectral correspond à celui de l'émission caractéristique de l'élément considéré.

L'absorbabilité d'un rayonnement croît donc très rapidement avec la longueur d'onde des radiations composant le rayonnement hétérogène issu d'un tube. On pourra donc, en utilisant des filtres métalliques de nature et d'épaisseur variés, obtenir un rayonnement plus ou moins pénétrant, de λ plus ou moins courte, suivant l'effet que nous en voulons obtenir. En radiothérapie profonde, l'emploi de radiations de très courte longueur d'onde, donc très filtrées, procure l'avantage d'une diminution notable du temps d'irradiation en augmentant le rendement en profondeur. Théoriquement, nous devrions donc augmenter le rendement en profondeur en augmentant l'épaisseur du filtre ; en pratique, à partir d'une certaine épaisseur de filtre le gain en profondeur devient insignifiant et ne compense plus l'augmentation du temps d'application.

Si on exprime graphiquement l'absorption en fonction de l'épaisseur du filtre, en portant en ordonnée, au lieu de l'intensité du rayonnement, le logarithme de cette intensité, on obtient une courbe qui, à partir d'un certain point appelé point d'homogénéisation, diffère fort peu d'une droite. La signification physique de ce fait est que le rayonnement garde une absorbabilité constante : le filtre a rendu le rayonnement pratiquement homogène, bien que Seeman ait pu, par l'analyse spectrale, montrer la persistance de radiations occupant envi-

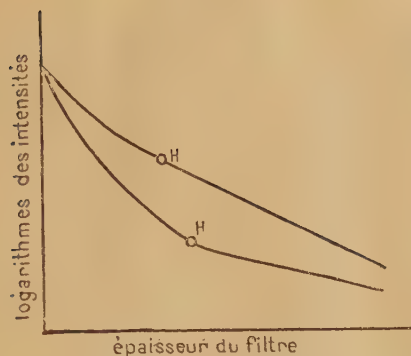


FIG. 7. — Courbes d'homogénéisation.

ron une demi-octave, après filtration sur 1 m/m de cuivre. L'épaisseur optima d'un filtre doit donc être celle qui correspond au point d'homogénéisation, qui donnera donc un rayonnement de qualité constante dont la λ sera nettement définie. D'après Kustner, qui a attiré l'attention sur ce fait, le point d'homogénéisation marque, en réalité, le point à partir duquel presque toute l'absorption est due à la diffusion.

Il est donc possible, par des mesures d'absorption, de déterminer avec une précision suffisante en pratique la qualité d'un rayonnement.

Actuellement, la notion de qualité est fournie par des appareils basés sur la mesure de la tension secondaire ou primaire dont tous les générateurs sont pourvus actuellement.

Le spintermètre indique le voltage maximum, mais d'une façon discontinue ; il ne donne aucune indication sur la fréquence de ces maximum de tension ni sur la forme de la courbe. Le spintermètre à grosses boules, plus précis que le spinter-

mètre à pointes, est sujet aux mêmes critiques. De plus, dans le cas de générateurs très puissants, tels ceux utilisés aujourd'hui, et qui ne comportent pas, en général, de résistance dans le primaire du transformateur, l'étincelle prend la forme d'un arc qui équivaut à un véritable court-circuit.

Pour éviter la mesure de longueur d'étincelle, les appareillages modernes sont munis d'un voltmètre relié au primaire du transformateur et gradué directement en tensions maxima secondaires, appelé kilovoltmètre. Ce dispositif ne saurait constituer qu'une approximation, car la concordance entre les indications d'un tel appareil et la tension existant réellement aux bornes de l'ampoule dépend de l'intensité qui traverse ce dernier ; si la concordance est établie pour de faibles intensités, elle est, aux régimes élevés, faussée par les chutes de tension dans les lignes et le transformateur et les perturbations apportées par le fonctionnement du redresseur ou de la turbine à mercure. Même en supposant le coefficient de transformation constant et bien déterminé, ces appareils n'indiquent, dans le cas de courant alternatif non sinusoïdal, qu'une tension moyenne, sans aucun renseignement sur la forme de la courbe haute tension (1).

(1) Dans un transformateur à circuit magnétique fermé, si on désigne par U_1 la tension primaire et par N_1 le nombre de spires de l'enroulement primaire, par U_2 et N_2 la tension et le nombre de spires du secondaire, on a $U_2 = \frac{N_2}{N_1} U_1$ $\frac{N_2}{N_1}$ demeurant constant, la tension secondaire est donc proportionnelle à la tension primaire, en négligeant les fuites magnétiques et les pertes ohmiques.

C'est sur ce principe qu'est basé le scléromètre de Klingelfuss qui est un voltmètre thermique branché sur un enroulement auxiliaire ; les indications de cet appareil, sur bobine, n'ont qu'une valeur limitée à l'appareil utilisé et dans des conditions électriques bien déterminées ; une simple variation du nombre de tours de l'interrupteur fait varier notablement les indications fournies.

Le voltmètre électrostatique d'Abraham et Villars est un appareil bien plus précis et à indications continues. Sur courant continu, il renseigne, à tout instant, sur la différence de potentiel aux bornes du tube ; sur courant alternatif, de forme rigoureusement sinusoïdale, il donne encore des indications permanentes d'interprétation facile ; la tension maxima, moyenne et efficace étant définie, pour un courant sinusoïdal par la relation :

$$E \text{ eff.} = \frac{E \text{ max}}{\sqrt{2}} - E \text{ moyen} = 0,636 E \text{ max} = 0,9 E \text{ eff.}$$

Mais, sur les courants à forme plus ou moins sinusoïdale, comme ceux fournis actuellement par la majorité des générateurs à haute tension, le voltmètre électrostatique n'indique plus que le voltage moyen ; si la forme de la courbe de tension est suffisamment voisine de celle de la sinusoïde, dans le cas de transformateur à circuit magnétique fermé, par exemple, il est facile d'en déduire la tension maxima d'après la relation ci-dessus, mais si la courbe est irrégulière, telle la décharge oscillante d'une bobine d'induction, le voltmètre électrostatique

peut indiquer des valeurs sensiblement différentes pour le même voltage maximum ; ses indications n'ont une valeur définie que pour une installation donnée et dans des conditions électriques bien définies. C'est, par ailleurs, un appareil très coûteux, délicat et encombrant, peu utilisable par le praticien, mais dont la place est indiquée dans un laboratoire de recherches. En supposant même que d'importants perfectionnements techniques permettent une mesure directe et facile du potentiel aux bornes de l'ampoule, cette mesure ne donnera encore que des renseignements insuffisants : la forme de la courbe de tension, la constitution et l'état de l'anticathode contribueront à rendre l'interprétation de la mesure de la tension très difficile, et, actuellement, c'est la mesure spectrographique de la longueur d'onde qui constitue la mesure la plus exacte du potentiel d'émission. Mais cette méthode n'est que difficilement utilisable dans la pratique radiologique et ne permet, en outre, qu'une détermination préalable et intermittente du rayonnement sans la certitude d'utilisation continuelle d'un rayonnement de la composition spectrale ainsi déterminée.

Qualitomètres basés sur des Mesures d'absorption

La mesure spectrographique directe du rayonnement émis étant difficilement applicable, on a eu recours, en pratique, à une méthode indirecte de mesure de la qualité du rayonnement, basée sur la relation des quanta et sur la loi de Bragg-Pierce régressant l'absorption du rayonnement.

Pour un milieu absorbant, l'absorption est proportionnelle à λ^3 , et la mesure de l'absorption donne la mesure de la longueur d'onde. A première vue, cette solution paraît facile ; la tâche est en pratique plus ardue à cause de l'hétérogénéité du rayonnement.

Pour un rayonnement monochromatique, la mesure du coefficient d'absorption atomique $\frac{\tau}{\rho}$ donnera rigoureusement celle de la longueur d'onde de la radiation étudiée, mais il n'en est plus de même pour le rayonnement issu des ampoules radiogènes utilisées en radiothérapie, rayonnement dont nous avons vu la complexité ; dans ce dernier cas, on n'obtient qu'un coefficient moyen d'absorption cor-

respondant à une infinité de longueurs d'ondes différentes. Il est facile de concevoir que, suivant la distribution de l'énergie dans le spectre, des faisceaux de composition différente pourront donner le même coefficient moyen d'absorption.

Il s'ensuit que les mesures déduites de l'absorption d'un rayonnement hétérogène ne peuvent déterminer, sans crainte de contradiction, la qualité de ce rayonnement. Mais, si, dans le cas de radiation hétérogène, la mesure de l'absorption ne fournit pas une qualification exacte, elle en donne une suffisamment approchée pour les besoins de la radiothérapie.

La longueur d'onde minima λ_0 , qui correspond au potentiel maximum d'émission, est relié à la longueur d'onde maxima, λ_{max} , correspondant au maximum d'énergie dans le spectre considéré par la relation :

$$\lambda_{\text{max.}} = 1,3 \lambda_0$$

Dauvillier a montré que cette relation était valable dans le cas d'une tension constante ; pour une tension pulsatoire, il faut modifier ainsi :

$$\lambda_{\text{max.}} = 1,3 \lambda_0 + 0,05$$

Duane a proposé de déterminer la qualité d'un rayonnement hétérogène en utilisant la longueur d'onde effective du faisceau qu'il définit comme la longueur d'onde d'un rayonnement monochromatique ayant la même absorbabilité que le faisceau considéré, ce qui revient, en somme, à définir la

qualité d'un rayonnement hétérogène par son absorbabilité dans un milieu donné.

Dans un remarquable travail, publié récemment, sur la mesure de la qualité des rayons x en radiothérapie profonde, Holthusen et Gollwitzer concluent également que la mesure de la qualité déduite d'une mesure d'absorption est encore aujourd'hui la meilleure méthode qualimétrique en radiothérapie profonde. Pour eux, l'expression de la qualité au moyen d'une lame de cuivre d'une épaisseur telle qu'elle réduise de moitié l'intensité du rayonnement initial donne des résultats plus précis que la mesure de la tension secondaire. C'est la méthode proposée par Christen, le « halbwertschichte », et nous devons remarquer que $\frac{\tau}{\rho} = \frac{0.69}{H.S.}$ (H. S. = halbwerts) et qu'en somme cette qualification ne diffère pas de celle en taux de transmission ou en coefficient d'absorption ; si $\frac{\tau}{\rho}$ n'est pas constant, H. S. n'a plus une valeur constante, et les remarques faites pour le coefficient d'absorption $\frac{\tau}{\rho}$ s'appliquent également à H. S.

Benoist, qui le premier étudia la transparence des corps aux rayons x, eut l'idée d'appliquer cette propriété qu'ont les éléments d'être plus ou moins transparents aux rayons, à mesurer la dureté, la pénétration d'un rayonnement et construisit son radiochromomètre.

Cet appareil se compose d'un disque central en argent de 0 m/m 11 d'épaisseur, métal dit aradio-

chroïque, qui, pour Benoist, avait un pouvoir absorbant égal pour des rayons de différentes λ . Autour de ce disque central étaient disposés, en couronne, 12 segments en aluminium d'épaisseur croissante de 1 à 12 m/m.; ce métal, dit radiochroïque, avait, au contraire de l'argent, un pouvoir absorbant variable suivant la λ du rayonnement envisagé. L'emploi de cet appareil était des plus simples; on faisait tomber un faisceau du rayonnement à étudier sur le disque central, et l'on recherchait ensuite, au moyen de l'écran fluorescent ou de la plaque photographique, l'épaisseur d'aluminium donnant une teinte égale; d'après cette épaisseur, on disait la qualité du rayonnement: si l'égalité de teinte était obtenue avec 5 m/m d'aluminium, la qualité du rayonnement était 5° Benoist.

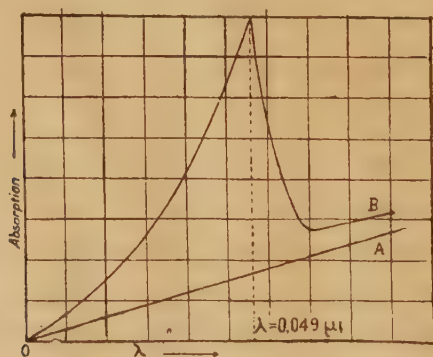


Fig. 3 — A, courbe d'absorption de l'aluminium; B, courbe d'absorption de l'argent.

Nous avons vu, en étudiant l'absorption, que la distinction de Benoist en corps radiochroïques et

aradiochromiques ne correspond plus aux données et aux faits expérimentaux actuels. L'aluminium présente, en effet, dans le domaine spectral qui nous occupe, une absorption normale, tandis que l'argent présente une absorption fortement sélective commençant vers $\lambda = 0,49 \text{ A}^\circ$.

A partir de cette longueur d'onde, l'argent absorbe de moins en moins. L'expérience a d'ailleurs montré que pour des rayons très mous, au-dessous de 1° Benoist, ou très durs, au-dessus de 10° Benoist, les indications du radiochromomètre ne sont plus utilisables. Or, 12° Benoist correspondent à 30 cm. d'étincelle équivalente, soit environ 135.000 volts, tension qui, dans les générateurs actuels, est largement dépassée.

De nombreuses modifications, n'ayant d'ailleurs en rien amélioré la précision, ont été apportées à cet appareil type.

Ropiquet, dans le but de faciliter la lecture de l'égalité de transparence, place chaque disque d'aluminium concentriquement à un disque d'argent.

Wehnelt remplace le dispositif circulaire de Benoist par une plaque d'Al. taillée en coin, d'épaisseur croissante de 0 m/m à 16 m/m et de 200 m/m de long, la lame d'argent ayant 1 m/m d'épaisseur. On aurait ainsi de meilleurs contrastes.

Walther substitue une série géométrique d'épaisseur d'Al à la série arithmétique de Benoist.

Duane emploie comme écran sélectif le cuivre au lieu de l'argent et détermine la longueur d'onde ef-

fective par le contraste d'absorption entre l'Al et le Cu, la mesure d'absorption se faisant par la méthode ionométrique. Cet appareil était utilisable pour des rayons très durs.

Glocker a décrit un qualitomètre basé sur l'émission secondaire caractéristique. L'appareil comporte cinq radiateurs secondaires composés de métaux de poids atomique différent. Sous l'action d'un rayonnement de longueur d'onde approprié, une émission caractéristique se produit, et, comme cette émission caractéristique de chaque métal correspond à un certain domaine de longueur d'onde, l'intensité de ces radiations, évaluées par une méthode photographique, permet la mesure de la longueur d'onde moyenne. Cet appareil paraît d'un maniement difficile et délicat et semble peu propre à des mesures pratiques, faciles et précises.

En qualitométrie, comme en tant d'autres branches de la radiologie, nous sommes redevables à Villars d'une solution intéressante et originale, le radioscléromètre ; voici la description qu'il en donne :

« En principe, cet appareil est constitué par un condensateur double, à armature centrale commune, qui sert de récepteur au rayonnement. L'armature centrale, qui sert de filtre aux rayons x, communique avec l'aiguille d'un électromètre dont les quadrants communiquent avec les deux armatures du condensateur et avec une source à potentiel fixe.

Si on envoie normalement dans le condensateur,

du côté de la première armature, un faisceau de rayons x, l'aiguille prendra une position d'équilibre exactement déterminée par le rapport des intensités d'ionisation produites de chaque côté de l'armature centrale, autrement dit par le rapport de la quantité de rayons qui a passé au travers du filtre, à la quantité totale de rayons admise. Ce rapport ne dépend que du degré de pénétration du rayonnement étudié.

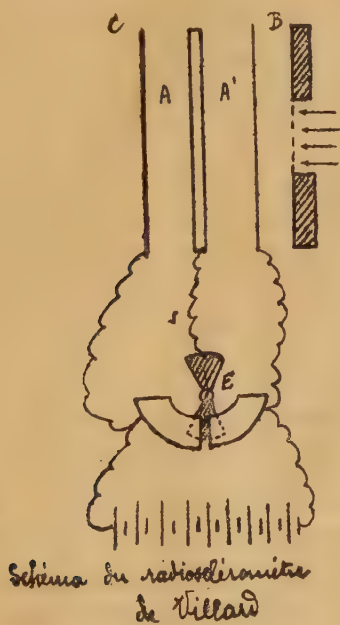


FIG. 9.

Les indications fournies par l'appareil ne dépendent en aucune façon de l'intensité du rayonnement ou de sa quantité : la position de l'aiguille reste fixe

quand on fait varier l'éloignement de l'ampoule, et ne dépend pas non plus du temps de fonctionnement, donc de la quantité.

Si on intercale une feuille de métal entre le tube et l'appareil, cette filtration se traduira par une déviation de l'aiguille.

Le rapport des ionisations en A. B. et A. C. est rigoureusement indépendant des valeurs absolues de ces ionisations, c'est-à-dire des rayons incidents ; quelle que soit cette intensité, la lame A A' affaiblit, dans un rapport invariable, chacune des espèces de rayons dont se compose le faisceau étudié, et les intensités en A. B. et A. C. conservent leurs valeurs relatives quand on modifie l'intensité absolue du faisceau incident. Le rapport des ionisations entre A. B. et A. C. ne dépendra donc pas de l'intensité des rayons incidents, mais seulement de leur pouvoir pénétrant, de leur dureté, et pourra ainsi servir à mesurer ce pouvoir.

C'est ici qu'intervient l'électromètre ; le potentiel de la lame A. A' variera, en effet, suivant le rapport des ionisations et la qualité correspondante du faisceau de rayons x. L'aiguille E se déplacera en suivant exactement les variations de ce potentiel et il suffira de munir cette aiguille d'un index pour pouvoir lire directement, sur un cadran gradué, le rapport des ionisations en A. B. et A. C., c'est-à-dire le pouvoir pénétrant cherché.

Tout se passe comme si l'aiguille E était reliée par deux résistances R et R' à deux points B et C, main-

tenus à des potentiels fixes. Le potentiel de E dépendant alors du rapport de R et R' et non des valeurs absolues de ces résistances.

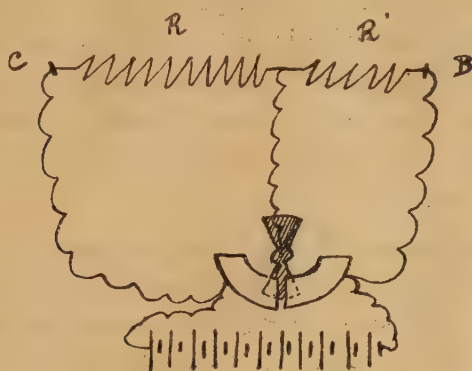


FIG. 10

Des difficultés de construction ont malheureusement empêché la diffusion de cet appareil qui n'a pas quitté le laboratoire.

On peut qualifier le rayonnement par son coefficient d'absorption dans un milieu dont la composition se rapproche de celle du milieu dont la composition se rapproche de celle du corps humain, l'eau pure par exemple, méthode très utilisée par Dessauer et son école, ou par le rapport de deux mesures faites, l'une en surface, l'autre après la traversée d'une épaisseur connue d'un corps de composition constante, sans absorption sélective dans le domaine spectral envisagé ; c'est ce que l'on appelle le taux de transmission, qui sera d'autant plus élevé que λ sera plus court.

A. Béchère et I. Solomon ont conçu un étalonneur ionométrique qui permet d'effectuer rapidement cette mesure du taux de transmission dans des conditions géométriques bien définies et fixées par la Société de Radiologie, en tenant compte non seulement de la surface, mais du volume irradié : filtration sur 0 m/m 5 cuivre ; distance anticathode surface de l'eau 30 cm. ; diamètre de la porte d'entrée, 10 cm.

Cet étalonneur est constitué par une cuve en celluloid de 0 m. 19 de côté se trouvant dans une caisse de bois doublée extérieurement de plomb. Des orifices circulaires de la dimension d'une chambre d'ionisation et prolongés par des tubes également en celluloid permettent l'introduction de la chambre à différents niveaux (de 2 en 2 cm. jusqu'à 12 cm.) de la surface de la cuve, préalablement remplie d'eau. Dans ces conditions, si t est le temps que met la feuille de l'électroscope pour tomber de n divisions, la chambre étant placée dans la tubulure supérieure, et t' le temps de chute pour un nombre de divisions égal, la chambre étant dans une tubulure inférieure, le taux de transmission sera donné par $\frac{t}{t'} \times 100$, et caractérisera, au point de vue qualitatif, le rayonnement employé. En se plaçant dans les conditions énoncées ci-dessus, le taux de transmission est toujours dans le même rapport avec la longueur d'onde.

Des erreurs peuvent se glisser dans la détermina-

tion du taux de transmission; on peut craindre que le résultat ne soit faussé par une différence de qualité en surface et en profondeur : le rayonnement reçu en profondeur, qui reçoit un appoint de rayons dispersés, donc de λ plus grande que le rayonnement incident, doit être un peu plus mou que celui reçu en surface. Dauvillier estime, après détermination spectrométrique, que cette erreur est parfaitement négligeable.

D'autre part, l'introduction d'une chambre n'ayant pas le même pouvoir absorbant que le milieu ambiant doit influencer sur la répartition du rayonnement et Failla estime que cette cause d'erreur peut atteindre 4 %. Le taux de transmission est, en effet, toujours supérieur à celui que donne la loi d'absorption, et la différence s'accroît avec la dureté des rayons. Nous avons vu, en effet, en étudiant l'absorption, que dans le cas de très courtes λ et d'éléments légers, l'absorption par diffusion tient la place prépondérante dans le phénomène global de l'absorption masquant l'absorption par fluorescence, seule révélatrice de la qualité du rayonnement, et qui finit par être trop faible pour être décelée. Dans le cas présent, chacune des mesures effectuées, indique, outre l'énergie directement reçue du tube un appoint de rayons dispersés provenant de tous les points de la masse d'eau irradiée, appoint évidemment plus important en profondeur qu'en surface et dont l'importance, qui peut atteindre 80 % de la dose incidente, a été mise en évidence, surtout par les travaux de Friedrich.

En supposant même que les conditions d'irradiation soient stantardisées, une source d'erreurs inévitables provient du trouble apporté par la diffusion dans l'évaluation exacte du taux de transmission.

Pour un rayonnement très pénétrant, l'affaiblissement du rayonnement dans les couches successives de matière est dû surtout à la diffusion. L'absorption totale est, en effet, la somme de deux termes, l'absorption par fluorescence et l'absorption par diffusion $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}$.

Seule l'absorption vraie ou absorption par fluorescence est proportionnelle à λ^3 , tandis que l'absorption par diffusion varie peu, au contraire, avec la longueur d'onde, au moins dans un domaine spectral assez étendu. Pour l'eau, par exemple, $\frac{\mu}{\rho} = 2,3 \lambda^3 + 0,18$.

Un simple calcul numérique montre que pour :

$$\lambda = 1\text{Å}, \text{ soit } 12.350 \text{ volts } \frac{\mu}{\rho} = 2,3.1^3 + 0,18 = 2,41$$

$$\lambda = 0,5\text{Å}, \text{ soit } 24.700 \text{ volts } \frac{\mu}{\rho} = 2,3.0,5^3 + 0,18 = 0,467$$

$$\lambda = 0,1\text{Å}, \text{ soit } 123.500 \text{ volts } \frac{\mu}{\rho} = 2,3.0,1^3 + 0,18 = 0,182$$

$$\lambda = 0,06\text{Å} \text{ soit } 200.000 \text{ volts } \frac{\mu}{\rho} = 2,3.0,06^3 + 0,18 = 0,1805$$

On peut se rendre compte qu'à partir de 120.000 volts presque toute la diminution de l'intensité de la radiation est due à la dispersion tandis que le coefficient d'absorption par fluorescence de-

vient négligeable, puisque, à partir de cette tension, le changement dans la valeur numérique du coefficient total d'absorption ne porte plus que sur la 3^e ou la 4^e décimale. La précision des mesures laisse, de ce fait, beaucoup à désirer et on s'explique les résultats discordants et parfois surprenants auxquels on aboutit.

La détermination du taux de transmission dans un milieu diffusant, indispensable pour bien étudier la répartition de l'intensité du rayonnement dans des conditions analogues à celles du corps humain et pour en tirer des déductions posologiques, ne convient donc pas à elle seule pour qualifier d'une façon précise la qualité du rayonnement utilisé.

En résumé, ces procédés qualimétriques, basés sur l'absorption, nécessitent un étalonnage préalable et supposent que dans la suite, aucune modification ne s'est produite dans le fonctionnement du générateur et du tube. Comme des modifications peuvent se produire en marche, à l'insu de l'opérateur, l'évaluation précise de la qualité du rayonnement, pendant le fonctionnement d'un appareil, demeure bien incertaine.

Qualitomètre à lecture directe et continue de Solomon

Comme le trouble, dans les mesures d'absorption, est apporté par l'emploi de milieux diffusants, il faut employer un milieu tel, que l'absorption par fluorescence soit de beaucoup supérieure à l'absorption par diffusion, condition remplie par les écrans absorbants minces et de poids atomique élevé. Le cuivre se prête très bien au rôle d'écran absorbant peu diffusant, et on pourrait caractériser un rayonnement par son taux de transmission à travers $0, \text{ m/m}$ 5 de cuivre. Comme le logarithme népérien de l'inverse du taux de transmission est égal au coefficient d'absorption, on voit qu'il est facile de passer d'une notation à l'autre la notation en taux de transmission étant toutefois plus facile et évitant des calculs un peu compliqués.

Ce procédé met à l'abri des erreurs dues à la diffusion et permet, en outre, d'affranchir les mesures de toutes conventions concernant la distance focale, l'ouverture du champ irradié et le volume diffusant.

Dans les méthodes qualimétriques, fondées sur l'absorption du rayonnement, on effectue l'opération qualimétrique en mesurant l'intensité du rayonnement avant et après la traversée du milieu absorbant. Ces deux mesures successives supposent une constance parfaite du rayonnement pendant les mesures, constance dont on n'est pas toujours certain ; on réduit l'erreur au minimum en faisant un grand nombre de mesures. En outre, la succession des deux mesures ne permettrait qu'un étalonnage qualitatif préalable, rien ne renseignera sur la qualité du rayonnement pendant la durée de son administration.

Reprenant la conception de Villard, Solomon a construit un scléromètre adapté aux exigences de la pratique moderne, mais l'électromètre reste toujours délicat et jusqu'à ce jour, nous n'avons pas encore réussi à réaliser un appareil pouvant être mis dans les mains des praticiens.

Puisque toute la difficulté provient de l'appareil de mesure, en dehors de l'électromètre à quadrants, deux autres solutions sont possibles et nous avons pu les réaliser au laboratoire.

La première solution consiste à utiliser un double galvanomètre, contenu dans le même boîtier, de façon que l'aiguille d'un galvanomètre puisse croiser l'aiguille de l'autre galvanomètre. Dans ces conditions, si on relie ce double galvanomètre respectivement à deux chambres d'ionisation, l'une recouverte d'un écran absorbant et l'autre non recou-

verte, si les deux aiguilles dévient en sens inverse, le lieu géométrique du croisement des deux aiguilles, pour une qualité de rayonnement donné, sera une courbe différent peu d'une droite.

Un système de courbes tracées sur l'appareil de mesure représentera donc les différents taux de transmission utilisables. L'amplitude de la déviation de chaque aiguille dépendra de l'intensité du rayonnement mais la rencontre des deux aiguilles se fera sur la même courbe, pour la même qualité de rayonnement, quelle que soit l'intensité du rayonnement. Un appareil de ce genre constitue donc à la fois un double intensimètre et un qualitomètre.

La deuxième solution consiste dans l'emploi d'un galvanomètre spécial, à deux enroulements, comme le logomètre de Carpentier, appareil permettant la lecture directe du rapport des deux intensités.

Dans cet appareil, l'équipage mobile est formé de deux cadres rectangulaires, chacun de ces cadres est parcouru par un des courants. Les pièces polaires de l'aimant sont taillées d'une façon spéciale et si H et H' sont les intensités du champ magnétique, aux niveaux où se trouvent les cadres mobiles, à l'état d'équilibre on aura $iH = i'H'$ ou $\frac{i}{i'} = \frac{H'}{H}$ i et i' étant les deux courants parcourant les équipages mobiles.

L'intensité du courant d'ionisation dans une petite chambre d'ionisation, est de l'ordre de 10^{-10} am-

pères. Or, pour utiliser un appareil à aiguilles, par exemple un microampèremètre, les courants doivent être de l'ordre de 10^{-6} ampères, il nous faut donc des courants d'ionisation environ 100.000 fois plus intenses que ceux fournis par une petite chambre d'ionisation du modèle actuel. Pour les obtenir, trois moyens relativement faciles, nous sont offerts : employer une grande chambre d'ionisation multicellulaire, augmenter l'ionisation en utilisant les gaz lourds sous pression, tel que l'iode de méthyle ou le xénon, ou utiliser un relai amplificateur à triodes. La solution de la grande chambre d'ionisation multicellulaire préconisée par Duane et utilisée ensuite par Janus, par Saget, présente l'avantage d'être excessivement simple. On peut encore augmenter le courant d'ionisation dans ces chambres, en utilisant le rayonnement caractéristique du cuivre, comme l'avait déjà suggéré Villard lors de la réalisation de son scléromètre et comme l'a proposé, plus récemment Gobbert. Dans ses expériences, qu'il a bien voulu nous autoriser à suivre, Solomon a utilisé une double chambre d'ionisation d'une hauteur totale de 15 cm. et de 10 cm. de diamètre ; 20 feuilles en aluminium cuivré en constituent les armatures. Avec cette chambre les courants d'ionisation sont de l'ordre de 1,5 microampère. On peut disposer une chambre d'ionisation de ce genre en avant du champ à irradier et on peut avoir ainsi, d'une façon continue, la qualité du rayonnement utilisé.

La deuxième solution, consistant à employer des gaz lourds, sous pression, permet de réduire considérablement les dimensions de la chambre tout en augmentant le courant d'ionisation. Cette solution est d'ailleurs classique depuis les travaux de Bragg et a été adoptée pour augmenter l'ionisation dans la petite chambre à xénon du dosimètre absolu de Dauvilliers.

Des essais entrepris actuellement dans le laboratoire de Solomon laissent entrevoir la possibilité d'appliquer cette solution sans qu'on puisse toutefois se prononcer encore sur son côté pratique.

La troisième solution, plus élégante, est plus délicate à utiliser. Elle présente l'avantage, sur les deux autres, de pouvoir utiliser les petites chambres d'ionisation et de permettre ainsi, par exemple, les mesures simultanées dans l'emploi du fantôme d'eau et de simplifier d'une façon considérable les recherches sur la distribution de l'intensité du rayonnement. Cette troisième solution présente également l'avantage de pouvoir utiliser des petites chambres dont la marche est indépendante de la longueur d'onde. De ce fait, en affranchissant les mesures des perturbations complexes dues à des absorptions sélectives, les indications sur la qualité d'un rayonnement hétérogène sont ainsi rendues plus exactes.

Par contre, l'inconvénient de cette solution réside dans l'emploi délicat d'un relai à lampes. Nous avons songé, d'abord, à utiliser un amplificateur à

triodes, la liaison des étages d'amplification étant assuré par des piles, mais, après essais, les résultats ne se sont pas montrés satisfaisants.

En effet, Grossmann l'a très bien fait remarquer, dans une lampe à trois électrodes du modèle courant, le courant de grille est de l'ordre du microampère, environ 10.000 fois plus petit que le courant d'ionisation à mesurer ; dans ces conditions, une variation de l'ionisation n'influera pas apparemment sur le courant grille. Il n'en est pas de même avec une lampe bigrille, car, dans ce cas, l'étude des caractéristiques montre que le courant de grille est de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-9} ampère, et, par conséquent, une faible variation de l'ionisation sera facilement décelable. Effectivement, nous avons obtenu un résultat vraiment remarquable en utilisant une lampe bigrille, utilisation d'ailleurs également effectuée dans le dosimètre de Siemens.

Un appareil amplificateur de ce genre est actuellement à l'étude dans le laboratoire depuis plusieurs mois et nous donne satisfaction. Le schéma suivant en montre bien la constitution et le fonctionnement.

Les deux chambres d'ionisation Ch. 1 et Ch. 2, portées à un potentiel de 150 à 200 volts, sont connectées à l'appareil au moyen de conducteurs blindés à fort isolement dont l'enveloppe extérieure est mise à la terre.

L'électrode de graphite de chaque chambre est reliée à la grille extérieure G d'une lampe bigrille,

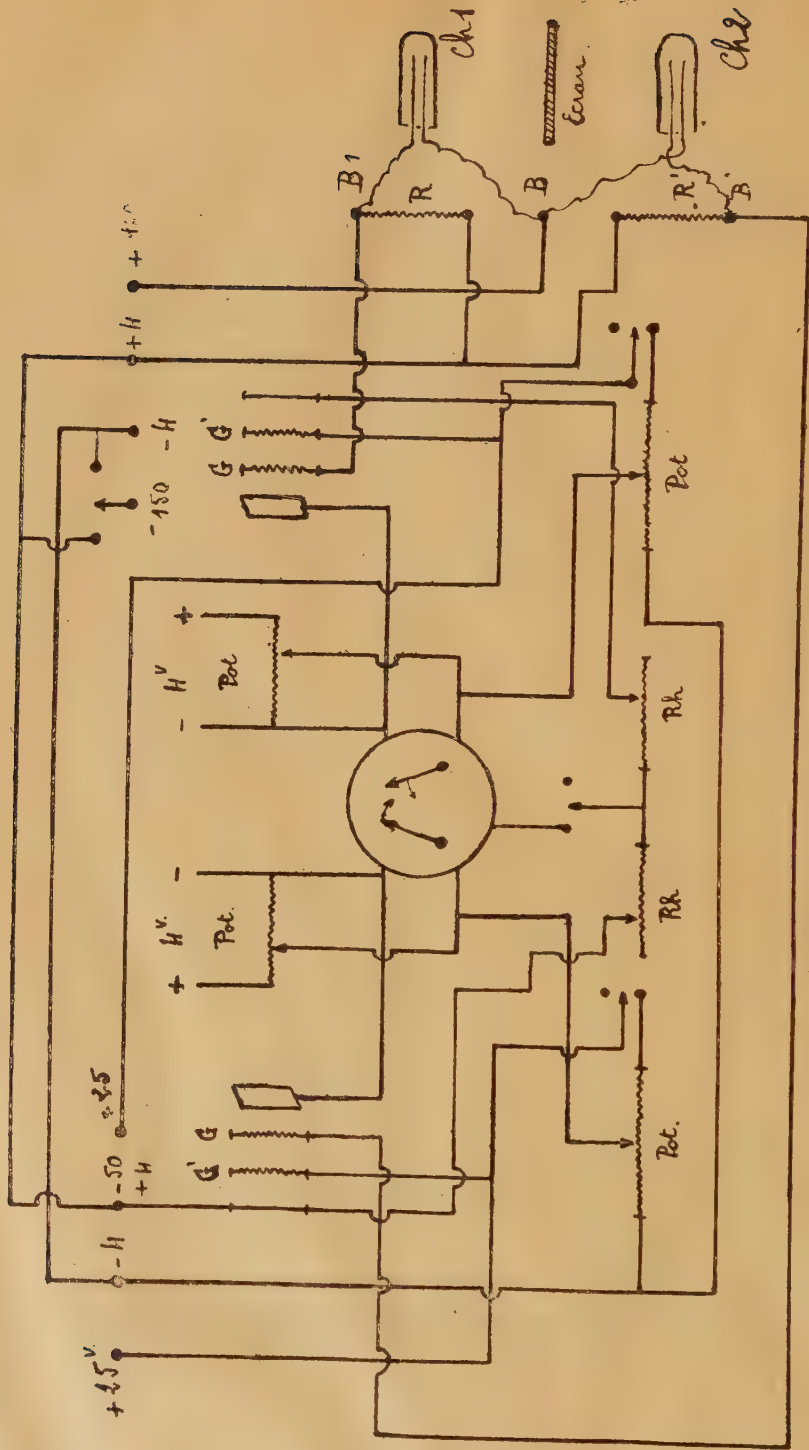


Fig. 14. — Schéma de principe de qualimètre.

Les armatures des deux chambres d'ionisation sont reliées aux bornes B, B1 et B2, la borne B étant commune aux deux.

l'autre armature étant maintenue à potentiel constant. Mais, tandis que la chambre Ch 1 est irradiée par le rayonnement intégral issu de l'ampoule, la chambre Ch 2 ne l'est qu'après filtration sur $0^{\text{m}}/^{\text{m}} 5$ de cuivre ; l'intensité du courant d'ionisation sera donc différente en Ch. 1 et Ch. 2, et cette différence sera plus ou moins marquée suivant que le rayonnement sera émis sous un potentiel plus ou moins élevé ou sera plus ou moins filtré.

Les variations du courant d'ionisations, amplifiées, sont recueillies sur la plaque P, et enregistrées, pour chaque chambre, au moyen d'un micro-ampèremètre M, en série entre la plaque et la batterie de tension plaque dont la valeur est de 40 à 60 volts. Cette tension est susceptible d'être réglée au moyen des potentiomètres Pot. qui permettent de l'amener au point optimum. La grille intérieure, qui joue le rôle de grille accélératrice, est portée à un potentiel positif fixe d'environ 25 volts.

Il est rarement possible d'avoir des lampes ayant des caractéristiques électriques absolument identiques, aussi Solomon a-t-il prévu un dispositif simple qui permet de corriger les différences que peuvent présenter les lampes, et de ramener les aiguilles de chaque appareil de contrôle au zéro avant toute mesure en équilibrant le courant plaque. A cet effet un potentiomètre de forte résistance, 30,000 ohms environ, est branché en dérivation aux deux bornes de chaque microampèremètre et permet de faire varier le courant plaque entre certaines limites.

Enfin, shuntant les deux armatures de chaque chambre, des résistances R_1 et R_2 de valeur élevée (10 à 12 mégohms), permettent de réduire dans de notables proportions l'inertie de capacité de l'ensemble. Ces résistances, étant donné la difficulté de trouver dans le commerce des résistances pratiquement invariables, sont constituées par un mélange alcool-xyloïl renfermé dans un tube en U fermé à la lampe et dans lequel plongent deux électrodes également soudées dans le verre. Ces résistances sont celles qui nous ont donné les meilleurs résultats et dont les variations nous ont paru les plus faibles, presque négligeables même.

Les divers interrupteurs permettent de mettre hors circuit l'une ou l'autre des chambres et de faire fonctionner l'appareil en intensimètre simple ou double.

Au lieu d'utiliser deux microampéremètres, Solomon a spécialement fait construire, sur ses indications, un microampéremètre double, contenu dans un seul boîtier, dont les aiguilles dévient en sens inverse, en venant se croiser. Le lieu géométrique du croisement de ces aiguilles, pour une qualité de rayonnement donnée, est alors une courbe différant fort peu d'une droite, permettant une lecture directe à tout instant. Un système de courbes tracées sur l'appareil de mesure représentera donc les différents taux de transmission utilisables, la graduation pouvant être faite, lors de l'étalonnage, en unités Angström ou en taux de transmission ; l'amplitude



Micro-ampère-mètre double CHAUVIN et ARNOUX



Micro-ampère-mètre double CHAUVIN et ARNOUX

de la déviation de chaque aiguille dépend de l'intensité du rayonnement, mais le croisement des deux aiguilles se fera sur la même courbe, pour la même qualité de rayonnement, quelle que soit l'intensité de ce rayonnement. Un appareil de ce genre constitue à la fois un double intensimètre et un qualitomètre à lecture directe. Cet appareil comportant deux équipages magnétiques à suspension par fil est cependant fragile et d'un maniement un peu délicat, aussi Solomon, recherchant une simplification, a remplacé ce double galvanomètre par un galvanomètre spécial à deux enroulements, le logomètre de Carpentier, appareil qui permet la lecture directe du rapport de deux intensités et dont voici succinctement le principe : permettant de mesurer le rapport de deux courants, il comporte, à cet effet, un équipement mobile double dont chacun des cadres est traversé par l'un des courants à comparer (fig. 12).

Les courants sont amenés aux cadres respectifs par de minces rubans d'argent sans force directrice appréciable.

Les noyaux situés à l'intérieur de chacun des cadres présentent un profil spécial qui est conçu suivant la loi de déviation que l'on veut réaliser; l'ensemble est monté dans le champ d'un électro-aimant ou d'un aimant fixe suivant la nature des courants à comparer.

Les deux noyaux de fer sont disposés de façon à obtenir des déformations inverses des champs ma-

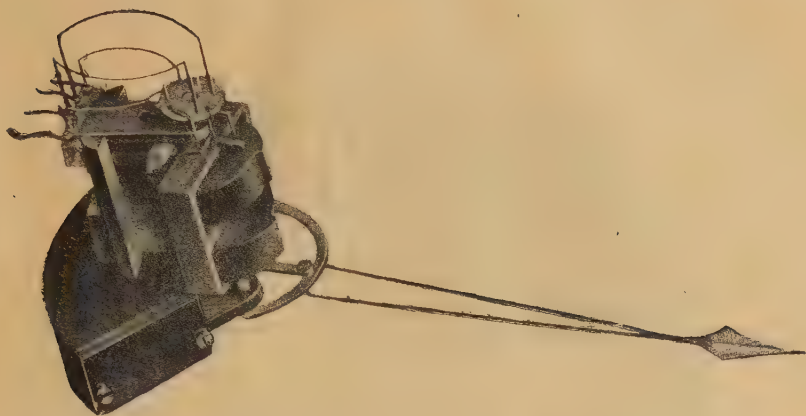


FIG. 12. — Noyaux, Cadres, Aiguille.

gnétiques ou électro-magnétiques dans lesquels ils sont placés (fig. 13).

Dans ces conditions, si nous désignons par I_1 et I_2 les valeurs des deux courants à comparer et par H_1 et H_2 les valeurs des champs sensiblement radiants dans lesquels se déplacent les côtés extérieurs de cadres C_1 et C_2 pour un angle donné de l'équipage, N_1 et N_2 étant les noyaux et A les pièces polaires, nous aurons à l'équilibre dans le cas du courant continu, la relation :

$$I_1 H_1 = K I_2 H_2 \text{ ou } \frac{I_1}{I_2} = K \frac{H_2}{H_1} \quad (1)$$

Les quantités H_1 et H_2 sont variables et dépendent essentiellement de la déviation L , leur variation engendrant celle du couple électromagnétique; on peut alors poser :

$$\frac{H_2}{H_1} = f(\alpha)$$

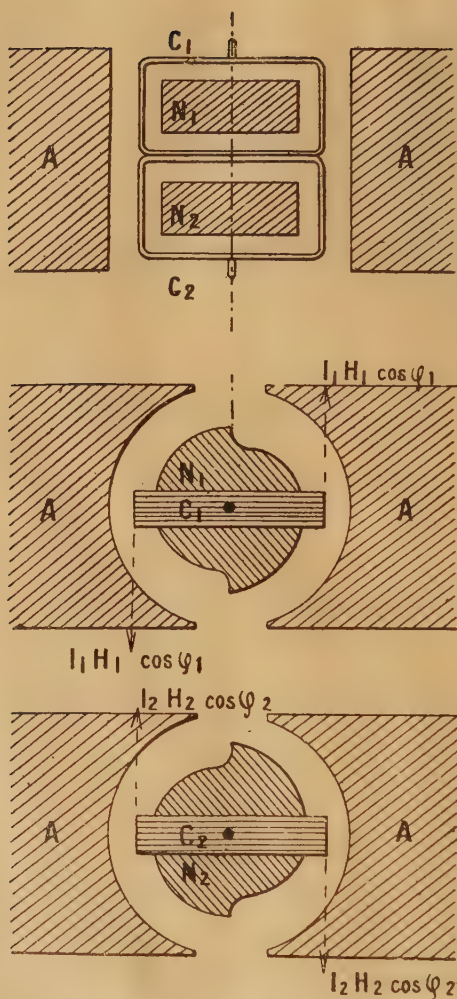


FIG. 13. — Les armatures polaires
A, les Noyaux N^1 et N^2 , les Cadres C^1 et C^2 .



Logomètre G. CARPENTIER

la fonction f étant déterminée par la forme de l'entrefer. L'équation (1) devient alors

$$\frac{I^1}{I^2} = K f(\alpha)$$

Dans le logomètre utilisé et reproduit ci-contre, les noyaux situés à l'intérieur des cadres ont été découpés spécialement pour ce cas particulier, de façon que dans l'équation $\frac{I^1}{I^2} = K f(\alpha)$, le rapport $\frac{I^1}{I^2}$ varie de 1 à 10 quand α varie de 0 à 90°.

L'appareil comporte quatre bornes, 2 bornes correspondent à chacun des cadres ; les cadres ont été établis pour une intensité maximum de 1,5 milliampères et sont destinés à être reliés à un circuit nettement différent.

Le même raisonnement général est applicable dans le cas du courant alternatif ; par conséquent, les indications de l'appareil sont indépendantes de la tension d'alimentation.

En parallèle aux bornes de chaque microampèremètre, ou de chaque cadre, suivant l'appareil de mesure utilisé, se trouve un potentiomètre à grande résistance Pot. de 30.000 ohms environ, et dont le but est d'équilibrer le courant plaque de chaque lampe, de l'amener à une valeur sensiblement égale de part et d'autre, afin de pouvoir partir toujours d'un même point de départ initial dans la position des aiguilles des appareils. Enfin l'appareil est entièrement blindé, renfermé en cage de Faraday, pour éviter les actions parasites dues aux charges électrostatiques (étincelles aux bornes du spintermètre par exemple).

Conclusions

1° Actuellement, la seule mesure pratique possible de l'évaluation de la qualité d'un rayonnement ne peut être fondée que sur une mesure d'absorption. Les méthodes basées sur ce principe sont particulièrement intéressantes pour le radiothérapeute, car elles permettent l'obtention, sinon d'une solution parfaite, au moins d'une solution suffisante, comme ordre de grandeur dans la pratique médicale. De plus, la technique à mettre en œuvre est, le plus souvent, aisée et les renseignements fournis peuvent porter à la fois sur le rayonnement émis et le rayonnement utilisé.

2° Le milieu absorbant doit être constitué par un écran de poids atomique élevé, le cuivre de préférence, pour éviter toute perturbation dans la mesure, perturbation due à la diffusion du rayonnement.

3° Les mesures par absorption donnent des indications rigoureuses sur la qualité en cas de rayonnement homogène. Dans le cas d'un rayonnement hé-

térogène, les indications sont moins exactes, car on peut concevoir que des rayonnements hétérogènes de composition spectrale différente puissent donner le même taux de transmission ; néanmoins, comme dans le cas d'un rayonnement hétérogène, le maximum d'énergie est lié d'une façon suffisamment constante à la longueur d'onde minima, l'expression de la qualité au moyen du taux de transmission présente pratiquement une précision suffisante.

4° Il est très facile de caractériser la qualité d'un rayonnement par le taux centésimal d'absorption à travers une lame de cuivre de $0^{\text{m}}/5$ d'épaisseur, mais on peut également exprimer la qualité d'un rayonnement au moyen du coefficient d'absorption par le cuivre en cherchant l'épaisseur du Cu absorbant la moitié du rayonnement (Halbwertschicht de Christen), ou encore par la longueur d'onde efficace, déduite du contraste d'absorption entre le cuivre et l'aluminium (méthode de Duane). Il est d'ailleurs facile de passer de l'une à l'autre de ces notations, mais nos préférences vont à la première méthode à cause de sa grande simplicité. Toutes trois permettent d'ailleurs de déterminer assez exactement la λ efficace d'un rayonnement et on peut pratiquement considérer cette détermination comme meilleure que les données de la spectrographie, méthode de laboratoire excessivement délicate, peu susceptible d'application courante en pratique ra-

diologique, et qui ne fixe d'une façon certaine que sur les limites de la gamme.

5° Les méthodes fondées sur deux mesures successives du rayonnement, avant et après la traversée d'un milieu absorbant, sont susceptibles d'entraîner des erreurs importantes d'évaluation, par suite de la non constance des sources habituelles de rayons de Röntgen. La méthode du scléromètre de Villard et celle préconisée par Solomon permettent d'effectuer simultanément ces deux mesures, donnant une précision beaucoup plus grande aux mesures qualitatométriques ; ces dernières méthodes permettent, en outre, l'évaluation immédiate de la qualité du rayonnement pendant toute la durée de l'application.

6° Le qualitomètre, permettant la lecture directe et continue de la qualité du rayonnement, joint à un ionoquantitomètre, donnant également la dose d'une façon continue et à simple vue, la mesure de la qualité et de la quantité du rayonnement pourra être faite dans des conditions largement suffisantes pour les besoins de la radiothérapie.

7° En résumé, la mesure de la qualité d'un rayonnement doit être effectuée par la méthode de l'absorption. Les résultats de cette mesure doivent être exprimés en taux de transmission à travers une lame de cuivre de 0 m/m 5 d'épaisseur, par exemple, ou

en Halbwertschicht de cuivre. Il est préférable d'utiliser les appareils de mesure permettant la lecture immédiate et continue du taux de transmission du rayonnement utilisé.

Vu, le Doyen :

ROGER.

Vu, le Président :

A. STROHL.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

CHARLETY.

Bibliographie

- BENOIST. — Recueil de constantes de la Société Française de Physique.
- BRILLOUIN. — La théorie des quanta. Presses Universitaires, 1923.
- BROGLIE (M. DE). — Les Rayons X. Presses Universitaires, 1922.
- COMPTON A. H. — Physical Review 1922, Tome 1.
— Philosophical Magazine. Novembre 1923.
- DAUVILLIERS. — Revue générale d'électricité, 1923.
- DUANE. — American Journal of Roentgenology, 1922.
- DUCOULARÉ DE LA FONTAINE. — Thèse Paris, 1923. Jouve et C^{ie}.
- FAILLA G. — Recherches sur la distribution du rayonnement x pénétrant dans un milieu diffusant. Paris, 1923.
- FRIEDRICH, KNIPPING et VON LAUE. — Radium. Tome X, 2, 1913.
- GAIFFE, GALLOT, PILLON. — Bulletin Société de Radiologie, novembre 1922.
- GROSSMANN. — Physikalische und technische Grundlagen der Roentgentherapie, 1925.
- HOLTHUSEN et GOLLWITZER. — Strahlentherapie, n° 26.
- KAYE. — X Rays. London, 1918.
- KRÖNIG et FRIEDRICH. — Physikalische und biologische Grundlagen der Stralenthérapie, Berlin 1918.

KÜSTNER. — Verhandlungen der Deut. Röntgengesellschaft. Hamburg, 1923.

LAMARQUE. — Les bases physiques de la radiothérapie profonde. Baillière, 1923.

LEDOUX-LEBARD et DAUVILLIERS. — Physique des rayons X. Gauthier-Villars, 1921.

— Technique des rayons X. Presses Universitaires, 1923.

QUIVY. — Thèse. Paris, 1926. Marcel Vigné.

SOLOMON. — La radiothérapie profonde. Paris, 1926. Masson et C^{ie}.

— Compte-rendu à l'Académie des Sciences, avril 1927.

THIBAUD JEAN. — La spectrographie des Rayons X. Paris, 1925.

VILLARD. — Archives d'électricité médicale, 1908.

WAGNER. — Physikalische Zeitschrift, 1917.

